PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 3 — 1. Februar 1936. — 37. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 5 am 14. Februar 1936.

INHALT:

Abhandlungen:

H. v. Steinwehr, Über die elektromotorische Kraft des internationalen Westonelements. Bemerkungen zu dem Aufsatz: Die Unsicherheit der Spannung des Westonelements von Th. Fecker und F. Emde. S. 81.
E. Einsporn, Die Dispersion der Hauptbrechzahlen und des Achsenwinkels des Glimmers. S. 83.
G. Stetter, Die Zertrümmerbarkeit der Elemente. (Ergebnisse nach älteren und neueren Methoden). S. 88.
R. Döpel, Über die Messung von Neutronenintensitäten mittels Rhodium-Fermi-Elektronen. S. 96.
O. Herrmann, Die Abhängigkeit der Intensitäten der Rotationslinien einer Bande von den Anregungsbedingungen. S. 100.
E. Wilhelmy, Beitrag zur Dosismessung überweicher Röntgenstrahlen. S. 103.
M. Bender, Beitrag zur Messung registrierender kugelförmiger Kadmiumzellen. S. 107.
E. Lau, Bemerkung zu der Arbeit von Schütz, Schillbach und Krämer über die Intensitätsverteilung der Neonlinien. S. 110.
W. Schütz, Bemerkung zu der vorstehenden Bemerkung von Herrn E. Lau. S. 110.

Besprechungen:

R. Gans und B. Mrowka, Beitrag zur Störungstheorie in der Wellenmechanik. S. 111.
A. Haas, Die Umwandlungen der chemischen Elemente. S. 111.
The National Physical Laboratory. Report for the Years 1932, 1933, 1934. S. 112.
H. Saechtling, Hochpolymere organische Naturstoffe. S. 112.

Nachrichten. S. 112.

ABHANDLUNGEN.

Über die elektromotorische Kraft des internationalen Westonelements.

Bemerkungen zu dem Aufsatz:

Die Unsicherheit der Spannung des Weston-Elements von Th. Fecker und F. Emde.

Von H. v. Steinwehr.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

In der Zeitschrift Elektrotechnik und Maschinenbau[1]) werden von Th. Fecker relative Messungen der EMK. von internationalen Weston-Elementen, die im Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Stuttgart hergestellt worden sind, mitgeteilt. Die Messungen wurden in der allgemeinen, bekannten Poggendorffschen Schaltung, die trotz ihrer großen Einfachheit und Selbstverständlichkeit noch einmal ausführlich beschrieben und diskutiert wird, ohne besondere Vorsichtsmaßregeln für Gleichmäßigkeit und Konstanz der Temperatur, auf die es bei genauen Messungen sehr ankommt, ausgeführt. Obwohl diese Messungen sich nur über 4 Tage erstrecken, ergeben sich doch ganz ungewöhnlich große Änderungen der Werte der einzelnen Elemente gegenüber dem Mittelwerte, die fast 40 Mikrovolt erreichen. Aus diesen Messungen können keinesfalls Schlüsse auf den Absolutwert und bei der Kürze der Beobachtungsdauer nicht einmal auf die relative Konstanz der EMK. des Internationalen Weston-Elements gezogen werden, sondern bestenfalls nur auf die Qualität der untersuchten Elemente, sofern die Messungen mit der erforderlichen Sorgfalt ausgeführt wurden.

In einem Anhang zur Veröffentlichung von Fecker werden gleichwohl die Ergebnisse dieser Messungen von F. Emde dazu verwendet, die Sicherheit der Spannung des Weston-Elementes und die der silbervoltametrischen Bestimmungen in Vergleich zu stellen. Dieser Vergleich führt den Verfasser zu der Behauptung, daß „die Eichung mit dem Silbercoulometer mindestens ebenso unsicher wie die Spannung des Weston-Elements ist". Der Verfasser schließt weiter, daß „wenn man auf das umständliche Silbercoulometer verzichtete und für die Spannung des Weston-Elements einen bestimmten Zahlenwert festsetzte, man demnach nichts an Genauigkeit verlieren würde".

Emde übt damit auf Grund eines mehr als dürftigen Beobachtungsmaterials und ohne Beachtung der zahlreichen über den Gegenstand vorliegenden Veröffentlichungen Kritik an den bisherigen durch internationale Vereinbarungen und das Deutsche Gesetz vorgeschriebenen

1) Elektrotechn. u. Maschinenbau **53** (H. 37), 434, 1935.

Verfahren zur Darstellung der elektrischen Einheiten, das von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Deutschland und in den entsprechenden Staatsinstituten vieler anderer Länder durch ein gewaltiges, über Jahrzehnte sich erstreckendes Beobachtungsmaterial gut erprobt ist.

Eine derartige abwegige Kritik kann nicht unwidersprochen bleiben. Es soll daher die wahre Sachlage im folgenden kurz erläutert werden:

1. Die Konstanz der Werte von Normalen kann auf die Dauer nicht durch relative Messungen mit Sicherheit festgestellt werden. Man muß vielmehr immer von neuem auf unabhängige Messungen genau definierter Größen zurückgreifen, wobei es gleichgültig ist, ob dieselben empirisch, wie bei den bisher gebrauchten internationalen elektrischen Einheiten, oder im sog. „Absoluten Maßsystem" definiert sind. Dies gilt ganz besonders für die internationale Spannungseinheit, als deren Normal das internationale Weston-Element festgesetzt ist, wie sich aus den unter Ziffer 2–4 mitgeteilten Erfahrungstatsachen ergibt.

2. Der Mittelwert der EMK. gleichzeitig hergestellter Sätze von Weston-Elementen sinkt bisweilen nach längerer Zeit allmählich, ohne daß sich dabei die relativen Unterschiede der einzelnen Elemente wesentlich zu ändern brauchen.

3. Eine Kontrolle durch Herstellung neuer Elemente ist nicht ausreichend, da keine volle Sicherheit darüber besteht, daß die EMK. der neuen Elemente genau die gleiche wie die der ursprünglichen Elemente ist.

4. Die EMK. neu hergestellter Elemente ändert sich überdies häufig in den ersten Wochen nach der Anfertigung, und zwar in verschiedenem Tempo, so daß der Zeitpunkt, an dem sie ihren endgültigen Wert erreicht haben, nicht mit Bestimmtheit anzugeben ist.

5. Auf Grund dieser Erfahrungen ist man gezwungen, die EMK. des Weston-Elements nach dem Grundsatz Ziffer 1 von Zeit zu Zeit zu kontrollieren. Die international und nach dem Deutschen Gesetz vorgeschriebene Festlegung der EMK. mit Hilfe des durch das Silbervoltameter definierten Amperes und des Quecksilberohms hat sich hierfür gut bewährt. Die Ergebnisse zahlreicher silbervoltametrischer Bestimmungen, die von verschiedenen Beobachtern gleichzeitig oder nahezu gleichzeitig und unter Innehaltung gewisser Vorschriften mit verschiedenen Verfahren und Voltameteranordnungen ausgeführt wurden, haben gezeigt, daß man aus einer genügend großen Anzahl von Einzelmessungen Mittelwerte erhält, die auf 1–2 Hunderttausendstel sicher sind. Praktisch ist dies Verfahren nur insofern umständlich, als zur Erreichung dieser Genauigkeit eine verhältnismäßig große Zahl von Einzelmessungen erforderlich ist.

6. Durch Kombination der beiden Verfahren, 1. der von Zeit zu Zeit wiederholten silbervoltametrischen Bestimmungen der EMK. des Internationalen Weston-Elements, und 2. der gleichfalls in gewissen Zeiträumen erfolgenden Herstellung von neuen Elementen ist es der Reichsanstalt möglich gewesen, den Wert des Volt durch viele Jahre hindurch auf 1–2 Hunderttausendstel konstant zu halten.

In welchem Maße dies nicht nur in der Reichsanstalt, sondern auch in anderen Staatsinstituten gelungen ist, beweisen die vom Bureau International des Poids et Mesures in Sèvres bei Paris ausgeführten Vergleichungen der Einheiten der verschiedenen Länder, deren letzte Ergebnisse hier folgen.

Abweichung vom Mittelwert in Millionsteln.

Land	Ohm	Volt
Deutschland	+ 9,8	− 4,6
Vereinigte Staaten von Nordamerika	− 5,5	− 12,6
Großbritannien	− 3,6	+ 5,4
Japan	− 11,2	− 1,6
Rußland	+ 10,6	+ 13,4

7. Diese ausgezeichnete Übereinstimmung war nur durch ununterbrochene, sorgfältigste Arbeit an den elektrischen Einheiten in den dafür zuständigen Staatsinstituten zu erreichen. Ein einzelnes Laboratorium ist gar nicht in der Lage, soviel Sorgfalt und Mühe auf die Aufrechterhaltung seiner Einheiten zu verwenden, um auch nur im entfernten diese Sicherheit zu erzielen. Wenn jedes Laboratorium, wie Emde vorschlägt, seine eigene Spannungseinheit mit Hilfe von selbst hergestellten Normalelementen darstellen wollte, so hätten wir ebensoviel verschiedene Spannungseinheiten wie Laboratorien, die mehr oder weniger gut miteinander übereinstimmen und deren Differenzen sich mit der Zeit ändern würden.

8. Auch der von Emde gemachte Einwand, daß der Prüfschein der Reichsanstalt durch den Transport des Elements zweifelhaft geworden sei, ist nicht stichhaltig, da bisher Änderungen der EMK. bei den eigens für diesen Zweck hergestellten Normalelementen infolge des Transports nicht zur Kenntnis der Reichsanstalt gekommen sind. Wohl aber treten gelegentlich zeitliche Änderungen einzelner Elemente ein, deren Auswirkungen jedoch jederzeit durch Vornahme einer Nachprüfung in der Reichsanstalt begegnet werden kann.

Zusammenfassung. Entgegen einer Kritik, die F. Emde an dem bisherigen Verfahren zur Darstellung der elektrischen Einheiten übt, ergibt sich aus langjährigen Erfahrungen, wie im vorstehenden erläutert ist, folgendes:

Das Westonsche Normalelement ist als primäre elektrische Einheit nicht geeignet.

Nach dem bisherigen, durch internationale Vereinbarungen und das Deutsche Gesetz vorgeschriebenen Verfahren ist es in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und in den entsprechenden Staatsinstituten anderer Länder gelungen, den Wert des Volt viele Jahre hindurch auf 1—2 Hunderttausendstel konstant zu halten.

(Eingegangen 4. Dezember 1935.)

Die Dispersion der Hauptbrechzahlen und des Achsenwinkels des Glimmers.

Von E. Einsporn.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Einleitung.

Nach einer Mitteilung des Herrn Dr. Ritter von der Firma B. Halle Nachf. besteht eine in seinen Fachkreisen bekannte und von ihm selbst oft festgestellte Schwierigkeit, aus ein und demselben, völlig einwandfrei erscheinendem Spaltblättchen aus Glimmer zwei optisch äußerst gleich wirkende Stücke herauszufinden. Für die Beantwortung der in unserem Laboratorium wichtig gewordenen Frage nach der Größe des Einflusses dieser offenbar in der sehr schwankenden chemischen Zusammensetzung des Muskowits begründeten Unterschiede auf kristalloptische Präzisionsmessungen (insbesondere auch auf Kompensatormessungen für elliptisch polarisiertes Licht) ist zuvor eine dementsprechend genaue Kenntnis des rein optischen Verhaltens solcher Blättchen unerläßlich. Die vorhandene Literatur[1]) vermag einen befriedigenden Aufschluß hierüber nicht zu vermitteln. Daher wurden an zwei von der oben genannten Firma aus ausgesuchtem Material hergestellten Glimmerblättchen, für deren einwandfreie Bestimmung als Kalkutta-Glimmer der Firma Jaroslaw, im besonderen Herrn Dipl.-Ing. Schroeder gedankt sei, von 2 × 2 cm² Fläche und 0,1909 mm (N 49) bzw. 0,0985 mm (N 72a) Dicke zunächst die Dispersion der Hauptbrechzahlen und die des Achsenwinkels bestimmt. Beide Blättchen gehörten demselben Glimmerstücke von etwa 1 mm Dicke und der Größe eines Handtellers an und lagen seitlich zueinander verschoben in verschiedenen Spaltschichten.

1) Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen, 5. Aufl., nebst den drei Ergänzungsbänden, Tab. 172.

I. Die Kristalloptik des Glimmers.

Der Vollständigkeit halber sei daran erinnert, daß die drei im Raume senkrecht zueinander erfolgenden und zu den Hauptbrechzahlen n_1, n_2, n_3 gehörenden Lichtvektorschwingungen zweiachsiger Kristalle im allgemeinen so zu den beiden Achsenrichtungen gelagert sind, daß die zwei zur kleinsten und größten Brechzahl, n_3 bzw. n_1, zugeordneten Lichtvektorschwingungen symmetrisch zu diesen Achsenrichtungen, d. h. in denjenigen der Halbierenden der beiden von den optischen Achsen gebildeten Winkel, erfolgen. Dabei kennzeichnet immer die zu n_1 gehörende Schwingung den von ihr halbierten Winkel als inneren Achsenwinkel α_0. Bezeichnet man sein Supplement, dessen Halbierende in die Richtung des Lichtvektors von n_3 fällt, mit α_1, so wird meistens als Achsenwinkel schlechthin der spitze Winkel von beiden angegeben. $\alpha_0 < 90°$ und $\alpha_0 > 90°$ charakterisieren den Kristall als positiv bzw. negativ. Im besonderen steht nun beim Glimmer, dem negativen zweiachsigen Kristall, die die beiden Achsenrichtungen enthaltende Ebene senkrecht zur Spaltfläche, zu welcher außerdem der zu n_1 gehörende Lichtvektor parallel schwingt. Als Achsenwinkel schlechthin gilt also hier α_1 (s. Abb. 1).

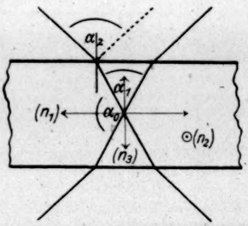

Abb. 1. Schnitt senkrecht zur Spaltfläche und in der Achsenebene des Glimmers. Anordnung der Achsen und der den Hauptbrechzahlen zugeordneten Lichtvektor-Richtungen.
α_0 innerer, α_2 äußerer Achsenwinkel.

II. Die Dispersion der Hauptbrechzahlen des Glimmers.

Versuchsanordnung. Die Hauptbrechzahlen des Glimmers wurden nach der Methode der Totalreflexion am Abbeschen Kristallrefraktometer bestimmt. Die übliche Beleuchtung des Instruments mit diffusem Licht einer von monochromatischer Intensität bestrahlten Milchglasscheibe mittels des am Apparat befindlichen Spiegels wurde gegen eine gerichtete ein-

getauscht, da das monochromatische Licht im äußersten Blau für diffuse Beleuchtung nicht intensiv genug war. Als Lichtquellen dienten die Natrium-Kleinlampe der Osram-Gesellschaft (Pirani und Mitarbeiter) und die Wolframbogenlampe nach Skaupy mit erhöhter Flächenhelle nach C. Müller, deren Licht durch eine Linse und passendes Farbfilter auf den Eintrittsspalt eines Monochromators fällt. Es wurde sowohl mit auf die Kugelkreisfläche streifend auffallendem Lichte als auch nach der Reflexionsmethode gearbeitet. Im ersten Falle wurde es unmittelbar hinter dem Austrittsspalt des Monochromators durch einen Planspiegel in die Richtung der streifenden Inzidenz gelenkt und durch eine geeignet gewählte Linse ein Spaltbild in der Mitte der Kugelkreisfläche entworfen; im zweiten Falle wurde der Austrittsspalt durch eine Linse kurzer Brennweite auf einem Planspiegel abgebildet, der in passendem Abstande von der Halbkugel drehbar aufgestellt war und das Licht in diese hineinreflektierte.

Eichung des Kristall-Refraktometers. Das von der Firma C. Zeiß gebaute Kristall-Refraktometer ist lange bekannt und so eingehend besprochen[1]), daß wir uns hierbei auf das Notwendigste beschränken können. Sein wichtigster Bestandteil ist die Halbkugel (Radius $r = 20{,}0$ mm) aus hochbrechendem Glase (s. Abb. 2), dessen Brechzahlen N für einige be-

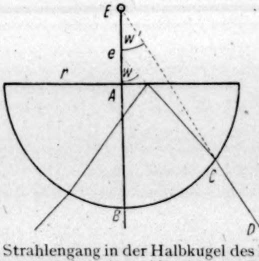

Abb. 2. Strahlengang in der Halbkugel des Kristall-Refraktometers bei einer Abweichung ihrer vorschriftsmäßigen Lage um e von der horizontalen Drehungsachse E des Fernrohrs. Er erzeugt den systematischen Fehler $w - w'$.

kannte Wellenlängen λ uns mitgeteilt wurden (s. Tabelle). Die beiden keinen bekannten Linien angehörenden N sind der auf Hartmann[2])-schem Koordinatennetze aufgetragenen Kurve $N_\lambda = f(\lambda)$ mit der angegebenen Genauigkeit entnommen. Die berechnete Dispersion $N_\lambda - N_D$ ist ebenfalls in der Tabelle angegeben. Außer der

	$\lambda\,\frac{760\,\text{mm}}{20^\circ C}$ in μ	N_λ bei 20° C	$N_\lambda - N_D$
He	0,706523	1,89636 ± 0,00010	− 0,01847
	0,6600 ± 0,0001	1,90238 10	− 0,01245
Na	0,589298	$N_D =$ 1,91483 03	+ 0,00000
Hg	0,546077	1,92533 03	+ 0,01050
	0,4870 ± 0,0001	1,94574 05	+ 0,03091
Hg	0,435836	0,97319 03	+ 0,05836

guten Kenntnis des Glases in optischer Beziehung ist die Gewißheit einer guten Justierung der Halbkugel unerläßlich. Auf ihre symmetrische Lage zu ihrer eigenen Drehungsachse AB kommt es an, ferner darauf, daß diese senkrecht zur Achse E (diese verläuft senkrecht zur Papierebene) steht, um welche sich die auf sie hinzielende Sehlinie CD des Fernrohrs dreht, wobei der beobachtete Winkel w' der Totalreflexion am vertikalen Teilkreise mit einer Genauigkeit von einer Minute und unter Schätzung der halben Minuten abgelesen wird, und endlich darauf, daß der Kugelmittelpunkt A auf der Achse E liegt. Während die ersten beiden Forderungen bis zur Vollendung anzustreben sind, würde eine nicht hinreichende Erfüllung der letzten Bedingung insofern nicht schaden, da der dadurch verursachte Fehler berechnet werden kann. Denn läge die Kugelkreisfläche z. B. um e unter der Achse E, so würde, wie die Abb. 2 lehrt, statt des wahren Reflexionswinkels w_λ, welcher die Brechzahl der Halbkugel, N_λ, mit derjenigen des auf ihr mittels Bromnaphthalins ($n' = 1{,}6582$) optisch verbundenen Körpers, n_λ, durch

$$n_\lambda = N_\lambda \cdot \sin w_\lambda$$

in Beziehung bringt, der kleinere Winkel w'_λ beobachtet werden, dessen Fehler sich leicht zu

$$w_\lambda - w'_\lambda = C_\lambda \cdot \sin w'_\lambda$$

berechnet. Hierin ist

$$C_\lambda = \frac{e}{r} \cdot \frac{N_\lambda - 1}{N_\lambda}$$

eine von der Lichtsorte abhängende Apparatgröße.

Für die D-Linie ist

$$C_D = \frac{w_D - w'_D}{\sin w'_D}$$

durch experimentelle Bestimmung des Winkels w'_D von drei Gläsern und einer senkrecht zur Achse geschliffenen Quarzplatte, sämtlich mit für diese Lichtsorte hinreichend gut (durch prismatische Bestimmung) bekannten Brechzahlen n_D, und durch Berechnung des (fehlerlosen) Wertes w_D aus

$$\sin w_D = \frac{n_D}{N_D}$$

ermittelt worden.

1) S. Czapski, Zeitschr. f. Instr. **10**, 246 und 269, 1890.

2) J. Hartmann, Zeitschr. f. Instr. **19**, 57, 1899, und **37**, 166, 1917.

Diese und alle folgenden Beobachtungen wurden bei 20° C mit einer Schwankung von etwa 1° C ausgeführt, die den Wert der Brechzahl noch nicht um eine Einheit der 5. Dezimale beeinflußt. Die in der Tabelle angegebenen Werte w'_D sind, wie im folgenden auch w'_λ, stets Mittelwerte in sich geschlossener Meßreihen von zwei verschiedenen Beobachtern (dem Verfasser und Herrn Oberinspektor W. Schön). Da die Werte w'_D mit Fehlern von einigen zehntel Minuten behaftet sein können, so darf das berechnete C_D als konstant angesehen werden.

Stoff	gegeben n_D	beobachtet w'_D	berechnet w_D	berechnet C_D
Glas 802	1,49880	51° 33,2′	51° 30,68′	−0° 3,22′
Quarz ord.	1,54422	53° 47,86′	53° 45,05′	−0° 3,48′
Glas 846	1,55254	54° 13,1′	54° 10,43′	−0° 3,29′
Glas 102	1,64736	59° 23,6′	59° 21,13′	−0° 2,87′
			Mittel	$C_D = -0° 3{,}22'$

Demnach wird der Fehler durch eine Verlagerung der Halbkugel um

$$e = C_D \cdot \frac{N_D}{N_D - 1} \cdot r$$

$$= -0{,}000937 \cdot \frac{N_D}{N_D - 1} \cdot 20{,}0 = -0{,}0392,$$

d. h. um 0,0392 mm über der Achse E verursacht.

Für jede Wellenlänge müßte nun das zugehörige

$$C_\lambda = \frac{N_D}{N_\lambda} \cdot \frac{N_\lambda - 1}{N_D - 1} \cdot C_D$$

benutzt werden. Da der Fehler in n_λ, der entsteht, wenn für C_λ der Wert C_D genommen wird, den Betrag (falls man $dC_\lambda = C_\lambda - C_D$ setzt)

$$dn_\lambda = \frac{1}{2} \sin(2w'_\lambda) \cdot \frac{N_\lambda - N_D}{N_D - 1} \cdot C_D$$

besitzt, der höchstens, d. i. für $w'_\lambda = 45°$ und $\lambda = 0{,}4358\ \mu$, den Wert

$$|dn_\lambda| = 0{,}000030$$

erreicht, kann für das ganze sichtbare Gebiet C_D zur Bestimmung dieses systematischen Fehlers herangezogen werden. Die folgende Eichtabelle gibt den Fehler

$$\Delta w_\lambda = w'_\lambda - w_\lambda$$

für jedes von Grad zu Grad steigende w'_λ an.

w'_λ	$w'_\lambda - w_\lambda = -C_D \cdot \sin w'_\lambda = +3{,}22' \cdot \sin w'_\lambda$									
	0°	1°	2°	3°	4°	5°	6°	7°	8°	9°
30°	$\Delta w_\lambda =$ 1,61′	1,66′	1,71′	1,75′	1,80′	1,85′	1,89′	1,94′	1,98′	2,03′
40°	2,07′	2,11′	2,15′	2,20′	2,24′	2,28′	2,32′	2,36′	2,39′	2,43′
50°	2,47′	2,50′	2,54′	2,57′	2,60′	2,64′	2,67′	2,70′	2,73′	2,76′
60°	2,79′	2,82′	2,84′	2,87′	2,89′	2,92′	2,94′	2,96′	2,99′	3,01′
70°	3,03′	3,04′	3,06′	3,08′	3,10′	3,11′	3,12′	3,14′	3,15′	3,16′
80°	3,17′	3,18′	3,19′	3,20′	3,20′	3,21′	3,21′	3,22′	3,22′	3,22′

An der Bestimmung der Brechzahl der Luft (hier theoretisch n_L genau gleich 1) wurde noch der Wert der Eichkonstante C_D überprüft. Beobachtet wurde im Mittel $w'_D = 31° 30{,}61' \pm 0° 0{,}16'$. Der wahre Wert $w_D = (31° 30{,}61' - 0° 1{,}68') \pm 0° 0{,}16'$ liefert in bester Übereinstimmung für Luft die Brechzahl $n_L = 0{,}99999 \pm 0{,}00008$.

Bestimmung der Dispersion. Jedes der beiden Glimmerblättchen wurde zentrisch auf die Kugelkreisfläche gelegt, mit Bromnaphthalin optisch verbunden, und die Werte w' wurden im Mittel mit einer Genauigkeit von $\pm 0{,}3'$ in Reflexion beobachtet. Dabei wurde, wie auch schon bei den obigen Beobachtungen, die Nullpunktskorrektion berücksichtigt und jeder Wert w' doppelt bestimmt, indem die Glashalbkugel auch um 180° gedreht wurde, um die aus der schwach keilförmigen Flüssigkeitszwischenschicht resultierenden Fehler zu beseitigen. Die folgende Tabelle gibt die beobachteten Werte w'_D und die aus ihren wahren Werten w_D berechneten Brechzahlen mit einem größten Fehler von

$$dn_D = N_D \cdot \cos w_D \cdot dw_D = \pm 0{,}00010$$

an.

Glimmer	w'_D			w_D			n_D		
	w'_{D3}	w'_{D2}	w'_{D1}	w_{D3}	w_{D2}	w_{D1}	n_{D3}	n_{D2}	n_{D1}
N 49	54° 40,52′	56° 26,96′	56° 42,61′	54° 37,89′	56° 24,28′	56° 39,92′	1,56146	1,59500	1,59978
N 72 a	54° 39,22′	56° 23,40′	56° 39,56′	54° 36,59′	56° 20,72′	56° 36,87′	1,56104	1,59389	1,59885

Glimmer	λ in μ	$w'_\lambda = w'_D + \varepsilon'$			$w_\lambda = w_D + \varepsilon$			
		$w'_{\lambda 3}$	$w'_{\lambda 2}$	$w'_{\lambda 1}$	$w_{\lambda 3}$	$w_{\lambda 2}$	$w_{\lambda 1}$	
N 49	0,7065	55° 15,35′	57° 2,04′	57° 18,22′	55° 12,70′	56° 59,34′	57° 15,51′	
	0,6600	55° 4,15′	56° 50,66′	57° 6,73′	55° 1,51′	56° 47,96′	57° 4,03′	
	0,5461	54° 19,76′	56° 6,40′	56° 21,82′	54° 17,15′	56° 3,73′	56° 19,14′	
	0,4870	53° 40,90′	55° 25,70′	55° 40,16′	53° 38,31′	55° 23,05′	55° 37,50′	
	0,4358	52° 49,40′	54° 32,50′	54° 46,24′	52° 46,84′	54° 29,88′	54° 43,61′	
		$n_\lambda - n_D$			n_λ			$n_{\lambda 1} - n_{\lambda 2}$
		$n_{\lambda 3} - n_{D 3}$	$n_{\lambda 2} - n_{D 2}$	$n_{\lambda 1} - n_{D 1}$	$n_{\lambda 3}$	$n_{\lambda 2}$	$n_{\lambda 1}$	
	0,7065	−0,00403	−0,00477	−0,00473	1,55741	1,59023	1,59505	0,00482
	0,6600	−0,00262	−0,00316	−0,00311	1,55884	1,59184	1,59667	0,00483
	0,5461	+0,00181	+0,00234	+0,00235	1,56327	1,59734	1,60213	0,00479
	0,4870	+0,00545	+0,00631	+0,00614	1,56691	1,60131	1,60592	0,00461
	0,4358	+0,00986	+0,01137	+0,01114	1,57132	1,60637	1,61092	0,00455
	0,5893							0,00478
							Mittel	0,00473
		$w'_\lambda = w'_D + \varepsilon'$			$w_\lambda = w_D + \varepsilon$			
		$w'_{\lambda 3}$	$w'_{\lambda 2}$	$w'_{\lambda 1}$	$w_{\lambda 3}$	$w_{\lambda 2}$	$w_{\lambda 1}$	
N 72a	0,7065	55° 14,08′	56° 59,64′	57° 16,38′	55° 11,43′	56° 56,94′	57° 13,67′	
	0,6600	55° 2,78′	56° 47,66′	57° 4,56′	55° 0,14′	56° 44,97′	57° 1,86′	
	0,5461	54° 18,76′	56° 2,56′	56° 18,57′	54° 16,15′	55° 59,89′	56° 15,89′	
	0,4870	53° 39,51′	55° 21,42′	55° 37,08′	53° 36,92′	55° 18,77′	55° 34,42′	
	0,4358	52° 46,90′	54° 28,00′	54° 43,04′	52° 44,34′	54° 25,38′	54° 40,41′	
		$n_\lambda - n_D$			n_λ			$n_{\lambda 1} - n_{\lambda 2}$
		$n_{\lambda 3} - n_{D 3}$	$n_{\lambda 2} - n_{D 2}$	$n_{\lambda 1} - n_{D 1}$	$n_{\lambda 3}$	$n_{\lambda 2}$	$n_{\lambda 1}$	
	0,7065	−0,00400	−0,00439	−0,00434	1,55704	1,58950	1,59451	0,00501
	0,6600	−0,00264	−0,00297	−0,00283	1,55840	1,59092	1,59602	0,00510
	0,5461	+0,00190	+0,00224	+0,00227	1,56294	1,59613	1,60112	0,00499
	0,4870	+0,00539	+0,00604	+0,00610	1,56643	1,59993	1,60495	0,00502
	0,4358	+0,00942	+0,01098	+0,01101	1,57046	1,60487	1,60986	0,00499
	0,5893							0,00496
							Mittel	0,00501

Die Dispersion der Brechzahlen n_λ für die anderen eingangs erwähnten, über das ganze sichtbare Gebiet verteilten fünf Wellenlängen wurde gegen n_D mittels des auf der Dispersionstrommel des Kristall-Refraktometers abgelesenen beobachteten Wertes

$$\varepsilon' = w'_\lambda - w'_D$$

aus der bezüglichen Dispersion $N_\lambda - N_D$ der Glashalbkugel nach der von Pulfrich[1]) angegebenen Beziehung

$$n_\lambda - n_D = (N_\lambda - N_D) \cdot \sin(w_D + \varepsilon) + 2 \cdot N_D \cdot \cos\left(w_D + \frac{\varepsilon}{2}\right) \cdot \sin\frac{\varepsilon}{2}$$

bestimmt, worin ε den wahren Dispersionswinkel bezeichnet.

Das Ergebnis der Beobachtung – jede der fünf Wellenlängen war hierbei stets zwischen $\lambda = 0{,}5893\ \mu$ eingeschlossen – finden wir in der vorstehenden Zusammenstellung. ε' wurde im Mittel mit einer Genauigkeit von $\pm 0{,}1'$ beobachtet; demnach auch ε. Somit betrug die Genauigkeit von w_λ insgesamt $\pm 0{,}4'$. Diesem Fehler entspricht eine Sicherheit in n_λ von maximal

$$d\, n_\lambda = N_\lambda \cdot \cos w_\lambda \cdot d w_\lambda = \pm 0{,}00014.$$

Dagegen sind die Dispersionswerte $n_\lambda - n_D$ bis auf einige Einheiten der fünften Dezimale genau.

Trägt man die Brechzahlen $n_{\lambda 3}$, $n_{\lambda 2}$, $n_{\lambda 1}$ als Funktion von λ in das Hartmannsche Dispersionsnetz (s. Abb. 3) direkt ein, also unter Verzicht darauf, die Dispersionskurven als gerade Linien erscheinen zu lassen, so erkennt man deutlich, daß im allgemeinen die beiden Glimmerblättchen optisch recht verschieden wirken, daß aber im besonderen trotz dieses Unterschiedes jedes Glimmerblättchen für sich eine gleiche Eigenschaft besitzt, nämlich daß $n_{\lambda 1} - n_{\lambda 2}$ für das sichtbare Gebiet gut konstant ist.

Der durch ein Blättchen von der Dicke d erzeugte Gangunterschied $d\,(n_{\lambda 1} - n_{\lambda 2})$, wobei das Licht das Blättchen senkrecht durchsetzt, ergibt sich also im sichtbaren Gebiet als vom Material

1) C. Pulfrich, Zeitschr. f. Instr. **13**, 267, 1893.

unabhängig, so daß die entsprechende Phasendifferenz $2\pi \cdot k$ (k die Ordnungszahl) gleich $\frac{2\pi d \cdot (n_{\lambda 1} - n_{\lambda 2})}{\lambda}$ genau umgekehrt proportional λ wird. Die beiden Blättchen liefern aber bei gleichen Dicken schon um 5,7 Proz. verschiedene

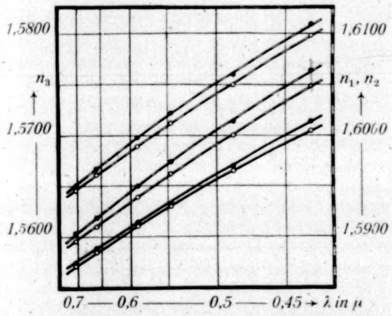

Abb. 3. Dispersionskurven für das sichtbare Gebiet von den Hauptbrechzahlen zweier Glimmerblättchen (●●●● N 49 und ○○○○ N 72a) aus demselben etwa einen Handteller großen Spaltblatte.

Phasendifferenzen. Dagegen befolgen die Differenzen $n_{\lambda 1} - n_{\lambda 3}$ die gewöhnliche Regel, mit abnehmender Wellenlänge stetig anzusteigen; nur sind sie für die gleiche Wellenlänge bei Blättchen N 49 immer größer als bei N 72a (im Mittel um 0,00038), während $n_{\lambda 1} - n_{\lambda 2}$ für N 49 um 0,00028 kleiner ist als für N 72a.

III. Die Dispersion des Achsenwinkels.

Zur Messung des Achsenwinkels wurde das Glimmerblättchen mit etwas Klebwachs an eine mit einem zentrischen Loch von etwa 12 mm Durchmesser versehenen Metallplatte symmetrisch und gut anliegend befestigt, diese in die Haltevorrichtung eines Abbeschen Spektrometertisches mit einem in Winkelminuten ablesbaren Teilkreise eingelegt und in bekannter Weise die Drehachse des Tisches mittels eines mit Gaußschem Okular versehenen Fernrohrs so gerichtet, daß sie in der dem Fernrohr zugekehrten Spaltebene des Glimmers lag, durch die Mitte der quadratischen Spaltfläche ging und endlich senkrecht auf der Sehachse des Fernrohrs stand. Die mit monochromatischem (s. II.) Lichte beleuchtete Mitte der Spaltfläche wurde mit etwa fünfzehnfacher Vergrößerung beobachtet. Unmittelbar hinter dem Austrittsspalt des Monochromators und vor dem Auge des Beobachters wurden je ein Nicol eingefügt, deren Polarisationsebenen senkrecht zueinander und unter 45° gegen die Vertikale geneigt waren. Dann sieht man im monochromatisch beleuchteten Bildkreise des Fernrohrs bei richtiger Lage des Glimmerblättchens, d. h. wenn die Ebene der optischen Achsen horizontal liegt, beim Drehen des Tisches eine Anzahl von vertikal gerichteten Interferenzstreifen vorbeiwandern; diese sind Stücke der bekannten Kreise bzw. Lemniskaten mit Ausnahme von zweien, die den diese Kurven senkrecht schneidenden hyperbolischen Ästen angehören, und deren Abstand im Winkelmaß der Betrag α_2 (s. Abb. 1) ist.

Durch einen Vorversuch, nämlich Einschalten des Glimmerblättchens in ein Nörrenbergsches Polarisationsmikroskop, erhält man schon angenähert die horizontal zu stellende Ebene der optischen Achsen und dann die Kenntnis darüber, welche Interferenzstreifen den beiden Ästen zugeordnet sind. Da für das in Richtung der Achsen fortschreitende Licht $n_{\lambda 2}$ in Frage kommt, berechnet sich aus dem beobachteten Winkel α_2 mit Hilfe des im vorigen Abschnitte ermittelten Wertes $n_{\lambda 2}$ der Achsenwinkel schlechthin zu

$$\sin \frac{\alpha_1}{2} = \frac{\sin \frac{\alpha_2}{2}}{n_{\lambda 2}}.$$

Die Beobachtungsfehler der Werte α_2 betragen etwa $\pm 2{,}5'$. Der aus der letzten Gleichung abgeleitete Fehler für den Achsenwinkel α_1, nämlich

$$d\alpha_1 = \sqrt{\frac{1 - \left(n_{\lambda 2} \cdot \sin \frac{\alpha_1}{2}\right)^2}{n_{\lambda 2}^2 - \left(n_{\lambda 2} \cdot \sin \frac{\alpha_1}{2}\right)^2}} \cdot d\alpha_2 - \frac{2}{n_{\lambda 2}} \cdot \operatorname{tg} \frac{\alpha_1}{2} \cdot d n_{\lambda 2},$$

ergibt mit $d\alpha_2 = \pm 2{,}5'$ und $d n_{\lambda 2} = \mp 0{,}00014$ (im Winkelmaß $\mp 0{,}48'$) als maximalen Betrag $d\alpha_1 = \pm (1{,}39' + 0{,}23') = \pm 1{,}6'$.

Der Vollständigkeit halber seien in der folgenden Tabelle diesen aus α_2 berechneten Werten α_1 die aus den im Abschnitt II beobachteten Winkeln der Totalreflexion w_λ berechneten Werte

λ in μ	Achsenwinkel α_1 von				$\alpha_1^{N\,72a} - \alpha_1^{N\,49}$
	N 49		N 72a		
	berechnet aus				berechnet aus
	α_2	w_λ	α_2	w_λ	α_2
0,7065	41° 10′	41° 21′	42° 30′	42° 12′	1° 20′
0,6600	41° 0′	41° 16′	42° 23′	42° 31′	1° 23′
0,5893	40° 40′	40° 46′	42° 7′	41° 48′	1° 27′
0,5461	40° 24′	40° 27′	41° 52′	41° 42′	1° 28′
0,4870	40° 2′	39° 37′	41° 27′	41° 38′	1° 25′
0,4358	39° 20′	39° 0′	40° 54′	41° 2′	1° 34′

α_1 gegenübergestellt. Sie ergeben sich aus der Beziehung

$$\sin^2 \frac{\alpha_1}{2} = \frac{\sin^2 w_{\lambda 3} \cdot \sin(w_{\lambda 1} + w_{\lambda 2}) \cdot \sin(w_{\lambda 1} - w_{\lambda 2})}{\sin^2 w_{\lambda 2} \cdot \sin(w_{\lambda 1} + w_{\lambda 3}) \cdot \sin(w_{\lambda 1} - w_{\lambda 3})},$$

die mittels der Grundgleichung $n_\lambda = N_\lambda \cdot \sin w_\lambda$ aus dem bekannten Ausdruck für den Achsenwinkel

$$\sin^2 \frac{\alpha_1}{2} = \frac{n_{\lambda 3}^2 \cdot (n_{\lambda 1}^2 - n_{\lambda 2}^2)}{n_{\lambda 2}^2 \cdot (n_{\lambda 1}^2 - n_{\lambda 3}^2)}$$

leicht abzuleiten ist. In diesem Falle ist aber die Genauigkeit der Achsenwinkel bei weitem nicht so groß. Sie wird hier beim Glimmer größtenteils von derjenigen bestimmt, mit der die kleine Differenz $w_{\lambda 1} - w_{\lambda 2}$ anzugeben ist. Da oben $d w_\lambda = \pm 0{,}4'$ gesetzt wurde, darf $d(w_{\lambda 1} - w_{\lambda 2}) = \pm 0{,}4' \cdot \sqrt{2} = \pm 0{,}57'$ genommen werden. Demnach berechnet sich aus der Fehlergleichung

$$d\alpha_1 = \frac{\operatorname{tg} \frac{\alpha_1}{2}}{\operatorname{tg}(w_{\lambda 1} - w_{\lambda 2})} \cdot d(w_{\lambda 1} - w_{\lambda 2})$$

für $\lambda = 0{,}4358\,\mu$ und Blättchen N 49 (den ungünstigsten Fall) der so hohe Betrag $d\alpha_1 = \pm 50'$. Tatsächlich erreicht die größte Abweichung zwischen den α_1, aus α_2 bzw. w_λ berechnet, nur den Betrag $25'$.

Wie aus der Zusammenstellung der Ergebnisse ersichtlich ist, besitzen die beiden Blättchen merklich verschiedene Achsenwinkel. Bemerkenswert ist noch, daß N 72a zwar die größeren Achsenwinkel aufweist, aber trotzdem eine geringere Achsendispersion als N 49, indem die Differenz $\alpha_1^{N\,72a} - \alpha_1^{N\,49}$ mit abnehmender Wellenlänge von $1^\circ\,20'$ auf $1^\circ\,34'$ ansteigt.

IV. Zusammenfassung.

Es wurden von zwei aus ausgesuchtem Material hergestellten Glimmerblättchen, die einem aus ostindischem Vorkommen stammenden, Handteller großen, 1 mm dicken Blatte angehörten und seitlich zueinander verschoben in verschiedenen Spaltschichten lagen, von je $2 \times 2\ \mathrm{cm}^2$ Fläche und 0,1909 mm bzw. 0,0985 mm Dicke die Hauptbrechzahlen und Achsenwinkel für das sichtbare Spektralgebiet bestimmt. Nicht nur sind für die beiden Blättchen ihre Brechzahlen und Achsenwinkel stark verschieden, sondern auch die Dispersionen dieser Größen unterscheiden sich schon merklich. Im besonderen erwies sich bei beiden Glimmerblättchen die Differenz zwischen der größten und der mittleren Hauptbrechzahl im Betrage von 0,00473 bzw. 0,00501 für das ganze sichtbare Spektralgebiet als merklich konstant.

Die Messungen der Absorption dieser und noch anderer Glimmerblättchen für sichtbares und ultraviolettes Licht, wofür die Kenntnis der obigen Brechzahlen erforderlich ist, werden in Kürze von O. Schönrock mitgeteilt werden; das sich daraus ergebende Resultat, daß Glimmer für Präzisionsmessungen von Phasendifferenzen nicht geeignet ist, sei hier schon vorweggenommen.

(Eingegangen 16. Dezember 1935.)

Die Zertrümmerbarkeit der Elemente.
(Ergebnisse nach älteren und neueren Methoden)[1].

Von Georg Stetter.

Obwohl über die Zertrümmerung der Elemente mit α-Strahlen zahlreiche, zum Teil schon sehr ins einzelne gehende Untersuchungen vorliegen, herrscht über die Ausbeute bei diesen Prozessen, die wir offenbar als Maß für die Zertrümmerbarkeit ansehen können, noch einige Unsicherheit.

Der Grund dafür, daß diese grundlegende Frage noch keine ausreichende Beantwortung gefunden hat, liegt einmal darin, daß die Ausbeute oft schwer berechenbar ist, hauptsächlich aber darin, daß wegen der notwendigen Breite der Versuchsbedingungen eine eindeutige Angabe meist gar nicht möglich ist, weil man nicht sagen kann, auf welche α-Geschwindigkeit, welchen Winkel usw. man sich beziehen soll. Eine in letzter Zeit in Wien ausgeführte Arbeit, bei der wir versucht haben, die erwähnte Lücke zum Teil auszufüllen, indem eine geschlossene Reihe von Elementen unter identischen Bedingungen untersucht wurde, bot ferner den Anlaß, rückschauend ältere, zum Teil recht divergierende Ergebnisse vergleichend zu betrachten. Bei diesen handelt es sich hauptsächlich um Arbeiten nach der Szintillationsmethode, da die Nebelbahnund die photographische Methode wohl nur ausnahmsweise für Ausbeutefragen herangezogen wurden.

Der vorliegende Aufsatz soll daher zunächst eine Kritik der Arbeiten nach der Szintillationsmethode, zum Teil auf neuer experimenteller Grundlage (I), und dann eine Darstellung der Fortschritte mit Hilfe der elektrischen Methode, unter besonderer Berücksichtigung der in Wien entwickelten Anordnung (II), bringen. Damit ist nun freilich das Thema nicht erschöpft, da es heute außer der bisher erwähnten Zertrümmerung mit α-Strahlen eine ganze Reihe anderer Mittel zur Zertrümmerung gibt, die verschiedenen Kanalstrahlen, Neutronen, γ-Strahlen.

1) Nach einem Vortrag, gehalten in Wien am 18. Juni 1935 vor der Chemisch-Physikalischen Gesellschaft und dem Gauverein Österreich der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Leider enthalten die diesbezüglichen Arbeiten bestenfalls nur ganz beiläufige Angaben bezüglich der Ausbeute, so daß der vorliegende Bericht sich mit einem kurzen Überblick über dieses große neue Gebiet begnügen muß (III).

I.

Es wird manchem Leser noch erinnerlich sein, daß das erste Jahrzehnt der Atomzertrümmerungsforschung sozusagen erfüllt war von Diskrepanzen zwischen den verschiedenen Resultaten. Mehrfach ließen sich Ergebnisse nicht reproduzieren und mußten umgestoßen werden; vor allem aber stimmten die Angaben verschiedener Forscher zum Teil nicht einmal größenordnungsmäßig überein. Eine Übersicht in einer Arbeit von H. Pose[1]) gibt ein Bild dieser traurigen Situation. Eine zeitweise recht lebhafte Polemik hatte die Übereinstimmung nicht verbessern können. Abgesehen von gewissen „Kinderkrankheiten", die man einem jungen Forschungsgebiet zugute halten muß, schien die Beobachtungsmethode selbst ihre bestimmten Mängel zu haben; auch der Umstand, daß die Cambridger Ausbeutezahlen systematisch kleiner waren als die Wiener Angaben, deutete darauf hin. Als nun die elektrischen Methoden in dieses Gebiet eingeführt wurden: das Duantenelektrometer durch Hoffmann und Pose, der Spitzenzähler durch Bothe und Fränz, das Röhrenelektrometer durch Ortner, Schmidt und Stetter; da zeigte sich, daß fast alle Szintillationsergebnisse nicht stimmten. Die Übereinstimmung der elektrischen Resultate untereinander war zwar nicht glänzend, aber man sah schon, daß unter sauberen Bedingungen reproduzierbare und verläßliche Zahlen sich ergeben würden.

Die älteren Wiener Ausbeutezahlen schienen nun tatsächlich zum Teil zu groß; deshalb interessierte man sich hier die folgenden Jahre sehr für die Aufklärung dieser Unstimmigkeit. Zunächst diente diesem Ziel eine ausführliche Untersuchung unseres leider zu früh verstorbenen Kollegen Ewald Schmidt und des Verfassers[2]). Es handelt sich dabei um Vergleiche zwischen Szintillationszählungen und elektrischer Registrierung an jeweils identischen *H*-Strahlenquellen, zumeist natürlichen *H*-Strahlen aus Paraffin. Die Versuchsbedingungen wurden auf jede nur denkbare Weise variiert, wobei die Absicht war, einer etwa vorhandenen zusätzlichen Strahlung auf die Spur zu kommen. Die Sz(intillations)zahlen waren immer wieder ungefähr doppelt so groß, wie die el(ektrischen). Bei langsamen *H*-Strahlen (natürliche *H* unter größeren Winkeln) war der Überschuß etwas größer, bei schnellen (Atomtrümmer aus Aluminium nach vorwärts) etwas kleiner. Die Konstanz und gute Reproduzierbarkeit dieses Ergebnisses durch ein recht großes Versuchsmaterial schien uns doch sehr für irgendeine physikalische Realität zu sprechen; wir hielten damals bei der Hypothese von den *H*-Strahlen zweiter Art. Die zusätzliche Strahlung mußte sich ja wie *H*-Strahlen verhalten, nur mit dem Unterschied, daß sie nicht imstande war, die Luft zu ionisieren. Der weiteren Untersuchung diente die Arbeit von Schintlmeister über die Ionisation der *H*-Strahlen in verschiedenen Gasen[1]), die zuerst Unterschiede zu ergeben schien[2]), welche sich aber dann durch besonders seltsame Kombination von statistischen Schwankungen vorgetäuscht erwiesen.

In allerletzter Zeit befaßte sich mit dem Problem A. Wagner in einer noch unveröffentlichten Arbeit. Er untersuchte zunächst mit zwei Ionisationskammern, die von den Strahlen nacheinander durchlaufen wurden, und dem inzwischen fertiggestellten Doppelröhrenelektrometer die Möglichkeit, durch eine zwischen beiden Kammern liegende dünne Zinksulfidschicht die Strahlung zu beeinflussen; mit negativem Ergebnis. Die Entscheidung wurde schließlich in Simultanzählungen Sz.-el. gesucht und gefunden. *H*-Strahlenquelle war die schon früher mehrfach gebrauchte „*H*-Kanone": die α-Strahlen eines Poloniumpräparates fallen auf einen Paraffindünnschnitt und lösen dort natürliche *H*-Strahlen aus; Primär- und Sekundärstrahlung sind gut ausgeblendet, so daß ein ziemlich enges und homogenes Bündel von *H*-Strahlen die Öffnung der „Kanone" verläßt. Die Strahlen durchlaufen nun zuerst eine Ionisationskammer und treffen dann auf einen Zinksulfidschirm, wo sie mit einem geeigneten Mikroskop beobachtet werden. Auf einem und demselben photographischen Registrierstreifen werden nun die beiden Wirkungen des Strahles verzeichnet. Den einen Ausschlag gibt der Faden des Saitengalvanometers, das den Ausgang des Röhrenelektrometers bildet; die andere Marke erzeugt der Beobachter am Mikroskop mit Hilfe eines Tasters und eines magnetischen Relais. Auf dem Registrierfilm findet sich die Sz.-Marke natürlich etwas später als die rein el. Aufzeichnung, entsprechend der Zeit, die zwischen Lichteindruck und Kontaktschluß verstreicht. Diese Zeit variiert nur ein wenig von Beobachter zu Beobachter und ist im übrigen recht konstant (und zwar etwa 0,4 Sekunden), was die Auswertung

1) Zeitschr. f. Phys. **60**, 156, 1930.
2) Wien. Ber. **138**, 271, 1929; Zeitschr. f. Phys. **55**, 467, 1929.

1) Mitt. Ra-Inst. Nr. 297, Wien. Ber. **141**, 539, 1932.
2) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **12**, 23, 1931.

der Registrierfilme sehr erleichtert. Es gibt nun immer einige wenige Strahlen, die nur vom Röhrenelektrometer (RE.) registriert werden; es sind hauptsächlich Teilchen kleiner Reichweite, die eben den *ZnS*-Schirm nicht mehr erreichen. Dagegen sollte es keine Teilchen geben, die nur vom Sz.-Schirm registriert werden, da die Strahlen ja die Ionisationskammer zuerst durchlaufen. Trotzdem verzeichnen mehrere Beobachter Sz., die keinem el. Ausschlag zugeordnet werden können. Das Ausmaß des gezählten Überschusses ist unter den Beobachtern sehr verschieden, maximal etwa 70 Proz.; reicht also an den von Schmidt und Stetter gefundenen Überschuß nahe heran. Darüber hinaus kann man aber hier die zeitliche Verteilung der zusätzlichen Sz. verfolgen. Es zeigt sich, daß zwei Effekte existieren, die sich bei verschiedenen Beobachtern in ganz verschiedenem Maße vorfinden. Effekt I besteht darin, daß der Beobachter nach einer „reellen" Sz., die einem el. Ausschlag zuzuordnen ist, noch eine oder sogar zwei zusätzliche Sz. verzeichnet. Der zeitliche Abstand ist dabei so kurz, als es der Mechanismus des Tastens eben zuläßt. Der Beobachter sieht die Sz. also eher noch dichter aufeinander, vielleicht sogar gleichzeitig. Mit Effekt II bezeichnen wir das Auftreten von zusätzlichen Sz. in den Zeiten, wo zufällig weniger reelle Sz. vorhanden sind. Effekt II sucht also die zeitlichen statistischen Schwankungen auszugleichen. Spricht nun schon eine derartige zeitliche Verteilung entschieden gegen die physikalische Realität einer zusätzlichen Strahlung, so konnten wir diese Auffassung noch durch folgenden Versuch erhärten. Während der Zählung wurde, den Beobachtern natürlich unbekannt, ein Messingblech zeitweise in den Strahlengang des Mikroskops geschoben und siehe da, die zusätzlichen Sz. wurden trotzdem beobachtet. Bezüglich Effekt I beweist das nichts Entscheidendes, weil ja die zusätzliche Sz. schon vor dem Schließen des Verschlusses gesehen worden sein kann[1]), wohl aber bezüglich Effekt II. Es werden also gelegentlich Sz. beobachtet, wenn überhaupt kein Licht in das Mikroskop kommen kann.

Es ist hier nicht der Ort, über mancherlei interessante Einzelheiten der Versuche zu berichten, auch die teils physiologischen, teils psychologischen Ursachen der zusätzlichen Sz. sollen an anderer Stelle erörtert werden. Für uns genügt die Feststellung, daß nicht nur, was bekannt war, schwache Sz. übersehen werden können, sondern auch solche gesehen werden können, ohne daß ein Strahl vorhanden ist.

1) Effekt I ist hier natürlich nur durch einzelne Registrierungen, die unmittelbar nach Schließen des Verschlusses auftreten, repräsentiert.

Auf Grund dieser Erkenntnisse ist es bereits klar, daß es keinen Sinn haben kann, irgendwelche Ausbeutezahlen aus der Sz.-Ära in diesem Berichte wiederzugeben.

Es erhebt sich aber die Frage, ob es denn überhaupt möglich ist, mit einer so unzuverlässigen Methode brauchbare Ergebnisse zu fördern. Die Frage ist — sonderbarerweise — zu bejahen. Zunächst ist ja die Atomzertrümmerung mit der Sz.-Methode überhaupt erst entdeckt worden und auch eine ganze Reihe von Pionierarbeiten sind, zunächst hauptsächlich in Cambridge, nur mit dieser Methode ausgeführt worden. Man muß allerdings zugeben, daß es sich hier noch im Wesen um qualitative Versuche handelte, für die man auch die Sz.-Methode noch als hinreichend ansehen kann. Merkwürdigerweise sind aber auch quantitative Angaben teilweise durchaus brauchbar, freilich nur als Relativangaben: die bereits erwähnte Arbeit von Schmidt und Stetter kann z. B. mit einer älteren Arbeit von Chadwick und Bieler[1]) verglichen werden. Es handelt sich dabei um die Ausbeute an natürlichen *H*-Strahlen unter verschiedenen Winkeln gegen die einfallenden α-Strahlen. In der Arbeit der englischen Autoren findet man allemal nur ein Drittel der Teilchenzahlen von Schmidt und Stetter. Daß die letzteren die richtigen sind, geht nicht nur daraus hervor, daß sie mit dem RE., also einer objektiven Methode, gewonnen sind, sondern wurde auch kürzlich durch eine Arbeit von Carlfriedrich Weiß[2]) bestätigt. Daß die Wiener Sz.-Beobachter bei den erwähnten Parallelversuchen immer etwa das Doppelte der el. gezählten Teilchen gesehen haben, wurde bereits erwähnt; wir haben also die merkwürdige Tatsache, daß bei diesen gut vergleichbaren Versuchen die Wiener Sz.-Zahlen sechsmal so groß sind als die Cambridger. Beide sind, absolut genommen, vollkommen falsch, wie sich aus der el. Zählung ergibt, und doch ergeben beide die gleichen, und zwar die richtigen, Relativzahlen! Warum hier gerade, wie vielfach auch bei anderen Versuchen, die Cambridger Zahlen zu klein, die Wiener Zahlen zu groß waren, wieweit die mikroskopische Optik, wieweit die psychische Einstellung usw. von Einfluß waren, kann hier unerörtert bleiben. Was die Wiener Arbeiten betrifft, ist es leicht möglich, daß der „Sz.-Faktor" gelegentlich auch größer als zwei war; man muß ja in Betracht ziehen, daß die Beobachter bei den Versuchen von Schmidt und Stetter, noch mehr aber bei den Wagnerschen Versuchen, bei denen sie selbst tasten mußten, gewiß eine erhöhte Selbstkontrolle walten ließen

1) Phil. Mag. **42**, 923, 1921.
2) Physik. Zeitschr. **35**, 508, 1934.

und eher geneigt waren, unsichere Wahrnehmungen zu unterdrücken. Kleiner ist der zusätzliche Effekt, wenn es sich um Zählung starker Sz., z. B. langer Atomtrümmerstrahlen, handelt. Hier haben sich auch die Resultate zum Teil später einander angeglichen[1]).

Quantitative Ergebnisse, die nicht unbedingt richtige Absolutausbeuten erfordern, sind z. B. alle Reichweitenbestimmungen. Andere aufs Geratewohl herausgegriffene Beispiele sind die Entdeckung Schmidts[2]) der Zertrümmerung mit kleinen α-Reichweiten, die für die ganze weitere Entwicklung unseres Forschungsgebietes von fundamentaler Bedeutung war[3]), oder etwa die Bestimmung der Luftäquivalente für H-Strahlen durch E. Rona[4]), alles Dinge, die später von anderer Seite mit objektiven Methoden vollkommen bestätigt worden sind.

Andererseits hat die Sz.-Methode hier noch in letzter Zeit, allerdings mit nicht genügend geübten Beobachtern, zu einem Fehlresultat geführt: die Beobachtung einer starken Neutronenemission aus mit Ra-Emanation bestrahltem Zink[5]), die einer Nachprüfung mit el. Methoden nicht standgehalten hat.

Wir können diese kritische Betrachtung älterer Arbeiten nicht verlassen, ohne zu erwähnen, daß natürlich oft Dinge die Versuche beeinflussen, die man einfach nicht wissen kann. Hier ist an die Emission von Neutronen gedacht, die bei manchem Versuch eine Rolle gespielt haben müssen, ohne erkannt zu werden. Eine in Wien früher viel gebrauchte Anordnung enthielt aus technischen Gründen knapp vor dem ZnS-Schirm einen mit Paraffin ausgekleideten Kanal. Beim Auftreten von Neutronen mußte dieser eine große Ausbeute an Tertiärprotonen liefern. G. Kirsch fand bei Überprüfung älterer Versuche, daß diese Tertiärstrahlung mitunter die Größenordnung der beobachteten Atomtrümmer überschreitet, da ja diese einer ganz anderen Winkelausblendung unterliegen.

1) Zum Beispiel findet sich in einer von W. Riezler (London Proc. **134**, 154, 1931) in Cambridge ausgeführten Arbeit über die Streuung von α-Strahlen auch eine Angabe über die gleichzeitig beobachtete Zahl von Atomtrümmern aus Aluminium über der Reichweite der reflektierten α-Strahlen, die, allerdings ohne ausdrücklichen Hinweis, eine erhebliche Korrektur früherer Cambridger Werte darstellt und mit den Angaben von E. A. W. Schmidt recht gut übereinstimmt.

2) Wien. Ber, **134**, 385, 1925; siehe auch Naturwiss. **14**, 621, 1926.

3) Dadurch wurde nämlich erst die Verwendung des früher als unwirksam verkannten Poloniums als Strahlungsquelle ermöglicht, ein zuerst in Wien beschrittener Weg, auf welchem unter anderem später auch die Entdeckung der Neutronen und der künstlichen Radioaktivität erfolgte.

4) Wien. Ber. **135**, 117, 1926.

5) Die Unrichtigkeit dieser Angabe wird hiermit im Einverständnis mit G. Kirsch ausdrücklich festgestellt.

II.

Von einer el. Zählanordnung wird man heute verlangen, daß die Endausschläge ein Maß für die vom Strahl auf einem definierten Wege erzeugten Ionen sind. Für den Spitzenzähler trifft dies nicht zu, so daß eine Unterscheidung zwischen α-, H- und β-Strahlen nur ganz beiläufig möglich ist, und auch der sog. Multiplikationszähler, d. h. der Spitzenzähler im Bereich der Townsend-Entladung, kann strengen Anforderungen nicht genügen. Dafür haben die Stoßionisationszähler den Vorteil, daß der gesuchte Effekt hoch über den Störspiegel der elektrischen Anordnung hinausgehoben wird, so daß ganz kleine Effekte noch mit Sicherheit erfaßt werden können. Es wurde deshalb immer wieder versucht, Stoßionisation mit voller Proportionalität zu verbinden[1]); die Versuche können bezüglich praktischer Verwendbarkeit noch nicht als abgeschlossen gelten. Die Mängel der Stoßionisations-Zähler sind wohl die Hauptursache, warum zunächst auch die elektrischen Zählungen verschiedener Forscher nicht gut übereinstimmten. Die Diskrepanzen werden aber sichtlich immer kleiner. Exakte Proportionalität gewährleisten das Duantenelektrometer und das Röhrenelektrometer (R. E.); wir ziehen in Wien das letztere wegen seiner geringen Trägheit[2]) und seines doch etwas niederigeren Störspiegels vor.

Mit einem solchen proportional arbeitenden Instrument kann man nun bei bekannter Reichweite die Teilchenart bestimmen oder bei bekannter Teilchenart Angaben über die Reichweite machen. Beides gleichzeitig zu beantworten ist aber im allgemeinen nicht möglich, weil beispielsweise schnelle α-Strahlen die gleiche spezifische Ionisation haben, wie langsame H-Strahlen; oder, wenn wir eine tiefe Ionisationskammer betrachten, in der die Strahlen sich zum Teil totlaufen, können sehr kurze α-Strahlen die

1) G. Stetter, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **12**, 26, 1931; H. Zipprich, Zeitschr. f. Phys. **85**, 591, 1933.

2) In einem Handbuchartikel wird dem Röhrenelektrometer mißverständlicherweise eine große Trägheit zugeschrieben; groß ist bloß die elektrische Zeitkonstante, und zwar deshalb, um ohne weiteres exakte Proportionalität zu erreichen. Wenn man aber die Aufladezeit durch geeignete Mittel (G. Ortner u. G. Stetter, Mitt. Ra-Inst. Nr. 321a; Wien. Anz. Nr. 20, 1933; dieselben, Mitt. Ra-Inst. Nr. 329; Wien. Ber. **142**, 493, 1933) genügend herabsetzt, kann auch diese Zeitkonstante beliebig klein gemacht werden. Die „Trägheit" ist durch die Einstelldauer des Ausgangsinstruments gegeben, und diese beträgt bei dem von uns benützten Saitengalvanometer bloß einige Tausendstel Sekunden!

gleiche Gesamtionenmenge liefern wie längere H-Strahlen. Man kann die Aufgabe dann prinzipiell durch 2 Versuche – mit seichter und tiefer Kammer – lösen, wie dies Schmidt und Stetter[1]) getan haben. Da sich aber bei diesem Verfahren die gesuchte Teilchenzahl als Differenz zweier Zahlen ergibt, die jede mit der statistischen Schwankung behaftet sind, so ist z. B. die Zahl der H-Strahlen neben einer sehr großen α-Zahl wiederum sehr unsicher, wenn man nicht ein außerordentlich großes Versuchsmaterial hat.

Die Frage der Unterscheidung zwischen α- und H-Strahlen ist für unser Thema deswegen von Bedeutung, weil die Gesamtausbeute an Atomtrümmern ja nur erfaßt werden kann, wenn man auch bei kleinen Reichweiten, also innerhalb der Reichweite der reflektierten α-Strahlen, noch zählen kann. Manche ältere Versuche schienen ja auf ein starkes Ansteigen der Zahl der Atomtrümmer gerade bei kleinen Reichweiten hinzuweisen.

Die durch die statistische Schwankung bewirkte Unsicherheit können wir nun vermeiden, indem wir die Strahlen durch eine seichte und eine tiefe Ionisationskammer laufen lassen und die Ausschläge simultan registrieren. Dann haben wir für jedes einzelne Teilchen zwei Angaben, die eine sichere Zuordnung bezüglich Teilchenart und Reichweite ermöglichen. Die

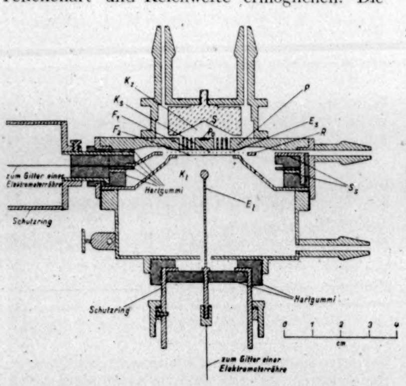

Fig. 1. Zertrümmerungsanordnung mit Doppelionisationskammer.

K_z Zertrümmerungskammer; Po Poloniumpräparat; S Substanz; P Siebplatte (zur Bündelung der Sekundärstrahlung); K_s seichte Kammer; K_t tiefe Kammer; F_1, F_2 sehr dünne Folien (bestäubter Zaponlack); E_S Elektrode der seichten Kammer (feines Drahtgitter); E_t Elektrode der tiefen Kammer (Stift).

1) Mitt. Ra-Inst. Nr. 250 (Wien. Ber. **139**, 139, 1930); Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 19. Nov. 1929.

betreffende Anordnung mit der Doppelkammer sei in Fig. 1 wiedergegeben[1]).

Die von der Substanz ausgehenden reflektierten α-Strahlen und emittierten H-Strahlen werden durch eine Platte mit zahlreichen zylindrischen Bohrungen so weit parallel ausgeblendet, daß allzu schief verlaufende H-Strahlen nicht die stärkere Ionisation von α-Strahlen vortäuschen können. Bezüglich aller Einzelheiten muß auf die betreffenden Abhandlungen (l. c.) verwiesen werden, ebenso wegen der Einrichtung des Doppel-RE.[2]); es seien nur kurz die Merkmale des RE. erwähnt: eine Eingangsröhre mit besonders hohem Gitterwiderstand, Kopplung ohne Kapazitäten, daher formgetreue Verstärkung, Saitengalvanometer im Kreis der Endröhre mit kompensiertem Ruhestrom. Beim Anschließen zweier solcher Systeme an die Doppelkammer sind wegen der gemeinsamen Kammerpotentiale einige Schaltungskunstgriffe nötig. Die beiden Saitengalvanometer werden auf ein und denselben Registrierstreifen projiziert.

Die mit dieser Anordnung gewonnenen Ergebnisse haben zwei wesentliche Vorzüge vor allen anderen bisherigen Angaben:

1. Kann man behaupten, daß die Gesamtausbeute bestimmt wurde, da hier auch im Bereich der reflektierten α-Strahlen die H-Strahlen gemessen werden konnten.
2. Sind die Einzelresultate streng vergleichbar, da eine große Reihe von Elementen mit der gleichen experimentellen Anordnung untersucht wurden.

Diese beiden Umstände berechtigen uns dazu, für das Folgende nur diese Ergebnisse heranzuziehen. Die meisten anderen Resultate widersprechen zwar den unseren nicht gerade, die Abweichungen sind aber doch so groß, daß der hier beabsichtigte Vergleich damit nicht möglich wäre.

Unsere Ergebnisse sind in Fig. 2 graphisch dargestellt. Man erkennt aus der Darstellung, daß die Kurve, welche die Ausbeute in Abhängigkeit von der Atomnummer darstellt, erhalten werden kann durch Überlagerung zweier Funktionen. Die eine fällt vom Maximum bei Stickstoff annähernd exponentiell ab, die andere ist eine periodische Funktion, groß bei den ungeraden, klein bei den geraden Atomnummern, wobei die Amplitude mit wachsender Atomnummer abnimmt.

1) Näheres bei Schintlmeister u. Stetter, Mitt. Ra-Inst. Nr. 351 (Wien. Ber. **143**, 597, 1934). Ferner bei Schintlmeister u. Föyn, Mitt. Ra-Inst. Nr. 368.

2) Mitt. Ra-Inst. Nr. 322; Wien. Ber. **142**, 427, 1935.

Im einzelnen ist folgendes zu bemerken: *Lithium* gibt nichts, was nicht durch Verunreini-

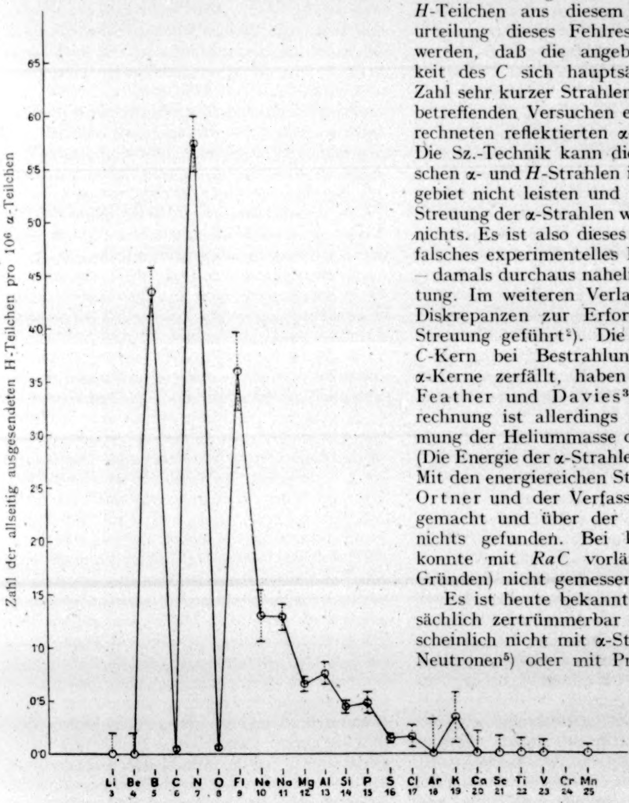

Fig. 2. Zertrümmerungsausbeute (mit α-Strahlen aus Polonium). Die Kreise geben die experimentell gefundenen Zahlen, die senkrechten Striche die Grenzen des mittleren statistischen Fehlers.

gungen erklärt werden könnte. *Beryllium* gibt vermöge seiner Neutronenemission Tertiäreffekte in den Kammern, die durch Kontrollversuche eliminiert wurden. Es bleibt kein *H*-Effekt. *Bor* paßt ebenso wie *Li* nicht in den allgemeinen Gang der erstgenannten Funktion, da es dann höher liegen sollte als *N*; wir kommen darauf noch zurück. *Kohlenstoff* gibt nur einen äußerst geringen Effekt, der (übrigens ebenso bei Sauerstoff) in plausibler Weise als Leereffekt gedeutet werden kann. Kohlenstoff ist also mit den α-Strahlen des Poloniums nicht zertrümmerbar. Damit erledigt sich die alte Wiener Angabe einer ziemlich großen Ausbeute mutmaßlicher *H*-Teilchen aus diesem Element[1]). Zur Beurteilung dieses Fehlresultats muß beachtet werden, daß die angebliche Zertrümmerbarkeit des *C* sich hauptsächlich auf die große Zahl sehr kurzer Strahlen gründete, die bei den betreffenden Versuchen ein Mehrfaches der berechneten reflektierten α-Strahlen ausmachten. Die Sz.-Technik kann die Unterscheidung zwischen α- und *H*-Strahlen in diesem Reichweitengebiet nicht leisten und von der übernormalen Streuung der α-Strahlen wußte man damals noch nichts. Es ist also dieses Fehlresultat nicht ein falsches experimentelles Ergebnis, sondern eine — damals durchaus naheliegende — falsche Deutung. Im weiteren Verlaufe haben dann diese Diskrepanzen zur Erforschung der anomalen Streuung geführt[2]). Die Möglichkeit, daß der *C*-Kern bei Bestrahlung mit *Po*-α in drei α-Kerne zerfällt, haben kürzlich Chadwick, Feather und Davies[3]) diskutiert. Die Berechnung ist allerdings durch die Neubestimmung der Heliummasse durch Aston überholt. (Die Energie der α-Strahlen des *Po* genügt nicht.) Mit den energiereichen Strahlen von *RaC* haben Ortner und der Verfasser[4]) kürzlich Versuche gemacht und über der Reichweite von 7 cm nichts gefunden. Bei kleineren Reichweiten konnte mit *RaC* vorläufig (aus technischen Gründen) nicht gemessen werden.

Es ist heute bekannt, daß Kohlenstoff tatsächlich zertrümmerbar ist, wenn auch wahrscheinlich nicht mit α-Strahlen, wohl aber mit Neutronen[5]) oder mit Protonen und auch mit Deutonen.

Stickstoff gibt unter allen Elementen die größte Ausbeute; es ist bemerkenswert, daß an diesem Element, das nun auch gerade den Hauptbestandteil der atmosphärischen Luft

---

1) Die eingehenden neueren Untersuchungen der Zertrümmerbarkeit des Kohlenstoffs gehen auf Anregung von H. Pettersson zurück, und die hier gebrachte endgültige Richtigstellung geschieht in vollem Einverständnis mit ihm.

2) Es soll hier nicht unerwähnt bleiben, daß H. Pettersson auch zur theoretischen Deutung der anomalen Streuung den ersten Schritt getan hat (Mitt. Ra-Inst. Nr. 172; Wien. Ber. **133**, 509, 1924: Über das Kraftfeld des Atomkerns und Coulombs Gesetz).

3) Cambridge Proc. **30**, 357, 1934.

4) Unveröffentlicht.

5) Siehe etwa Chadwick u. a., l. c.

bildet, die Atomzertrümmerung seinerzeit entdeckt wurde.

Von da ab fällt die Kurve zuerst schnell, dann langsamer ab, um bei Kalium die letzte merkliche Ausbeute zu geben. Daß der Verlauf ungefähr mit dem von der Gamowschen[1]) Theorie angegebenen übereinstimmt, wird man wohl nicht ohne weiteres als Bestätigung der Theorie ansehen können. Denn rein qualitativ kann er gewiß ohne spezielle Auffassungen erklärt werden: schon die ganz elementare Überlegung, daß ein α-Teilchen einem Kern höherer Ladung weniger nahe kommt, führt ja dazu. Natürlich müßte man für eine theoretische Betrachtung in diesem Sinne den Anteil der Resonanzgruppen von der Ausbeute abziehen, wie dies Pose[2]), der ähnliche Überlegungen an einer kleinen Zahl von Elementen angestellt hat, getan hat. Wir wollen darauf verzichten, weil ja die meisten Elemente in dieser Richtung noch nicht untersucht sind und auch bei den untersuchten Elementen bezüglich der Zuordnung der Gruppen noch mehrfach Meinungsverschiedenheiten und Unklarheiten bestehen.

Ein Widerspruch zur Theorie besteht jedenfalls durch den Abfall auf der Bor-Seite. Ältere, mit dem Spitzenzähler gewonnene Zahlen (Bothe und Fränz) sind sicher viel zu hoch, und die Vermutung von Pose (l. c.), daß die Borausbeute bei kleinen Reichweiten stark ansteigen dürfte, ist angesichts unserer Versuche, die eben die kleinen Reichweiten erfaßt haben, nicht zu halten[3]). Wenn die *H*-Strahlen dem selteneren Isotop zuzuschreiben sind, könnte man ja die Ausbeute entsprechend hinaufsetzen; aber bei den anderen Elementen haben wir die Isotopie auch nicht berücksichtigt. Vielleicht spielt der Umstand eine Rolle, daß von *Bor* abwärts das schwerere Isotop das häufigere ist, während es von Stickstoff aufwärts gerade umgekehrt ist. Die gleichzeitige Neutronenausbeute zu berücksichtigen, ist schon deswegen unmöglich, weil wir die wirklichen Neutronenausbeuten nicht kennen (siehe unten).

Die Theorie gibt selbstverständlich auch keinen Anhaltspunkt für die zweitgenannte periodische Funktion. Formal wird sie jedenfalls mit durch den zweiten Wahrscheinlichkeitsfaktor berücksichtigt. Man bemerkt, daß die ungeraden Elemente, die (wie schon seinerzeit Rutherford u. Chadwick erkannt haben) im allgemeinen die längeren *H*-Strahlen geben, mit größerer Ausbeute zertrümmerbar sind. Das bedeutet offenbar, daß die Kernreaktion, die stärker exotherm ist, auch leichter eintritt, d. h. die reagierenden Teile müssen sozusagen schon vorher, bei der bloßen Annäherung, wissen, was geschehen wird. Ziehen wir noch die Häufigkeit der Elemente im Kosmos zum Vergleich heran, so entspricht immer der leichteren Zertrümmerbarkeit die geringere Häufigkeit.

Zum Thema der Zertrümmerbarkeit gehört natürlich auch die Abhängigkeit von der aufgewendeten Energie. Hier kann man zunächst sagen, daß im allgemeinen in Übereinstimmung mit der Theorie die Ausbeute mit wachsender α-Energie stark ansteigt (Abhängigkeit der Eindringungswahrscheinlichkeit von E_α). Mit größeren α-Energien, also *RaC* und *ThC*, liegt noch wenig Material vor, man sieht aber bereits, daß die Ausbeute bei diesen Energien bereits einem Höchstwert zustrebt, der nicht mehr überschritten wird. Bei großen Energien sollte also die Ausbeute für alle zertrümmerbaren Elemente ungefähr gleich werden (Eindringungswahrscheinlichkeit ungefähr 1); interessant wäre hier das Verhalten der Elemente mit gerader Atomnummer, weil daran die Vorstellungen, die den theoretischen Ansätzen zugrunde liegen, geprüft und ergänzt werden könnten. Leider liegt dafür noch kein geeignetes Material vor.

III.

Bei dem nun folgenden Überblick über die anderen Kernprozesse ist Vollständigkeit in der Berücksichtigung der Literatur noch viel weniger möglich als bisher. Das Material ist außerordentlich groß, aber zu vergleichenden Betrachtungen, wie wir sie vorstehend angestellt haben, noch nicht reif, da naturgemäß bei allen diesen neuen Erscheinungen das Hauptgewicht auf die Klarstellung der Vorgänge an sich, also auf qualitative Merkmale gelegt wurde.

In Ergänzung des Abschnittes II ist zunächst die α-Zertrümmerung unter Neutronenemission zu erwähnen.

Es muß hier gesagt werden, und dies gilt auch für die Zertrümmerung mit Neutronen, daß alle Vorgänge, bei denen Neutronen mitwirken, derzeit quantitativ nicht erfaßt werden können, weil man ja die Neutronen nie direkt zählen, sondern immer nur ihre Wirkungen beobachten kann, so daß man immer mit einem Produkt von zwei Ausbeutefaktoren zu tun hat, deren jeder einzelne unbekannt ist. Zudem scheinen die Neutronenwirkungen, sowohl was die Erzeugung von Tertiär-*H*-Strahlen, als auch die Atomumwandlung betrifft, außerordentlich von ihrer Energie abzuhängen. Ob man berechtigt ist, z. B. die Ausbeute aus Beryllium einfach ~ 30 pro 10^6 zu setzen in Anlehnung an die gleichzeitige γ-Ausbeute, ist sehr fraglich, und selbst

1) Zeitschr. f. Phys. **52**, 510, 1928.
2) Physik. Zeitschr. **35**, 633, 1934.
3) Die von Pose reproduzierte Borkurve spricht übrigens keineswegs für diese Vermutung.

dann weiß man immer noch nichts über die Verteilung der Intensität über die verschiedenen Energien. Ein einziger sicherer Ausgangspunkt für die Klärung dieser Frage scheint dem Verfasser der von Oliphant, Harteck und Rutherford[1]) gefundene Prozeß $^2H + ^2H = ^3He + ^0n$ zu sein, weil man hier durch die Zählung der $^3\alpha$-Teilchen die Möglichkeit hat, die Neutronenzahl wirklich verläßlich zu bestimmen; außerdem kennt man von vornherein ihre Energie, kann also jetzt umgekehrt etwa die Stoßausbeute gegen H-Kerne näher untersuchen.

Die Ausbeute an Neutronen scheint im allgemeinen von ähnlicher Größe zu sein, wie die H-Emission bei α-Bestrahlung; nur Beryllium macht durch seine große Ausbeute eine Ausnahme. Bei den Prozessen, die eine künstliche Radioaktivität im Gefolge haben, ist die Ausbeutebestimmung einigermaßen durch die Emission der positiven Elektronen möglich und ergibt wieder Zahlen von etwa 10^{-7} bis 10^{-6}. Die Abhängigkeit von der Energie der α-Strahlen zeigt bei Al (Ellis und Henderson) einen ähnlichen Gang wie die H-Emission. Außerordentlich interessant ist die Beobachtung von O. Haxel[2]), daß bei Stickstoff die Neutronenemission bei höheren α-Energien ansteigt, während die H-Emission fällt. Wir stehen wieder vor dem Rätsel des zweiten Wahrscheinlichkeitsfaktors, d. h. der Frage nach der Wahrscheinlichkeit für das Eintreten einer Kernreaktion an sich. Vielleicht darf man den hier schon einmal angeführten Gesichtspunkt anwenden, daß der stärker exotherme Prozeß der wahrscheinlichere ist, also schon bei kleineren α-Energien eintritt (bei der Neutronenemission verteilt sich ja die Energietönung auf Neutron und positives Elektron, die Neutronenemission allein ist also energieärmer).

Die Ausbeuten bei Zertrümmerung mit Protonen scheinen tiefer zu liegen. Zum Teil mag das an der kleineren Energie liegen. Es handelt sich bei Kanalstrahlen von etwa $1-1^1/_2$ Millionen Volt um Ausbeuten von 10^{-10} bis 10^{-8} bei den verschiedenen Elementen.

Deutonen geben wieder durchschnittlich größere Ausbeuten. Das ist insofern verständlich, als gerade das Deuton einen beträchtlichen Energievorrat in Form von Masse mitbringt. Die Ausbeutezahlen bewegen sich bei Kanalstrahlenergien von 10^5 bis $2 \cdot 10^6$ Volt zwischen 10^{-8} und 10^{-6}.

1) London Proc. **144**, 692, 1934.
2) Zeitschr. f. Phys. **93**, 400, 1935.

Zur Zertrümmerung mit Neutronen sei eine hier von Matzner[1]) ausgeführte Arbeit erwähnt, da sie, ähnlich wie die Versuche in Abschnitt II, vergleichende Beobachtungen über eine größere Anzahl von Elementen enthält. Absolutzahlen sollen weder aus dieser noch aus anderen Arbeiten wiedergegeben werden, da sie aus eben erwähnten Gründen bei Neutronen sehr unsicher sind. Jedenfalls scheint es aber nach der obigen Arbeit, als ob die Ausbeuten durch das ganze periodische System, also auch bei schweren Elementen, ungefähr dieselben wären. Das wäre begreiflich, wenn man bedenkt, daß die ungeladenen Neutronen ja kein Potential in dem Sinne wie etwa die α-Teilchen zu überwinden haben, also überall annähernd die gleiche Eindringungswahrscheinlichkeit haben dürften.

Über Zertrümmerung mit γ-Strahlen liegen nur wenige Versuche vor. Die Ausbeuten sind vergleichsweise klein.

Schließlich sei erwähnt, daß auch die Ultrastrahlung Zertrümmerungen bewirkt; über die Ausbeute bei solchen Kernprozessen ist aus demselben Grund wie bei den Neutronen nichts Quantitatives bekannt, doch dürfte sie ebenfalls sehr klein sein.

Es dürfte heute kein Zweifel mehr bestehen, daß alle Elemente zertrümmerbar sind; ein Postulat, das in Wien schon zu Beginn dieser Forschungen aufgestellt wurde, wenn es auch mit den damals bekannten Möglichkeiten nicht erfüllbar war. Ferner hat sich erwiesen, insbesondere durch die Versuche mit Kanalstrahlen, bei denen sehr kleine Effekte noch erfaßt werden können, daß die Kernumwandlung meist schon bei verhältnismäßig kleinem Energieaufwand zu erreichen ist. Bezüglich der Häufigkeit solcher Umwandlungen, die ja vom kosmologischen Standpunkt ebenfalls von Bedeutung ist, sehen wir nach den vorstehenden Ausführungen, daß nur ein verhältnismäßig kleiner Teil des Gebietes erforscht ist. Es wird noch sehr viel experimentelle Arbeit nötig sein, um diese interessante Frage erschöpfend zu beantworten.

1) Wien. Ber. **143**, 579, 1934.

Wien, II. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 2. November 1935.)

Über die Messung von Neutronenintensitäten mittels Rhodium-Fermi-Elektronen.

Von R. Döpel.

1. Allgemeines über Neutronennachweismethoden.

Neutronen lassen sich bekanntlich nur indirekt nachweisen durch die Wirkung der von ihnen ausgelösten Sekundärteilchen. Vorzugsweise werden dabei die in *H*-haltigen Substanzen erzeugten Rückstoßprotonen benutzt[1]). Bei großer Intensität kann man deren Ionisationswirkung als Gesamtstrom einer Ionisationskammer messen; die Apparatur ist dann sehr einfach; es ist aber notwendig, die Ionisationswirkung der (wahrscheinlich immer) gleichzeitig vorhandenen γ-Strahlung durch besondere Absorptionsmessungen oder Variation des Gasinhaltes zu eliminieren. Bei den korpuskularen Nachweismethoden wird die Ionisationswirkung einzelner Rückstoßprotonen bis zur Meßbarkeit verstärkt. Die Ionisationswirkung der γ-Strahlen läßt sich hierbei infolge des geringeren differentiellen Ionisationsvermögens ausschalten, wenn man nur das Auflösungsvermögen der Apparatur groß genug macht, um die Überlagerung von γ-Impulsen verhindern zu können. Dann ist aber die Apparatur nicht mehr so einfach wie im ersten Fall.

Diese Methoden stoßen alle auf Schwierigkeiten, wenn es erforderlich ist, die Intensität einer schwachen, stark mit γ-Strahlen durchsetzten Neutronenquelle in wenigen Sekunden zu bestimmen. Solche Fälle treten z. B. zwangsläufig ein bei der Zertrümmerung von Kernen mit Protonen oder Deuteronen. Zu diesem Zweck wurde versucht, die schon gelegentlich zum Neutronennachweis benutzte Fermi-Aktivität als quantitative Nachweismethode zu entwickeln. Die Gründe dafür sind leicht anzugeben.

a) Da die Fermi-Elektronenaktivität eine meßbare Abklingzeit hat, läßt sich die γ-Strahlwirkung der Neutronenquelle dadurch ausschalten, daß man den Indikator vor der Messung von der Neutronenquelle entfernt. Selbstverständlich ist zu prüfen, ob die künstliche Radioaktivität nur eine Folge der Neutronen-, nicht auch der γ-Strahleinwirkung ist. Ob dann der Indikator nur Elektronen oder auch noch sekundäre γ-Teilchen in den Zähler sendet, ist gleichgültig.

b) Da die Elektronen aus tieferen Schichten herauskommen können als Protonen bei gleicher Energie, so hat man bei den Fermi-Elektronen ein größeres wirksames Indikatorvolumen zur Verfügung als bei Benützung von Rückstoßprotonen. Außerdem läßt sich sehr leicht bei Anwendung von zylindrischen Indikatoren fast der ganze Raumwinkel ausnutzen.

c) Die Apparatur ist sehr einfach: Wassertopf zur Abbremsung der Neutronen, Elektronenzählrohr, Elektrometer.

2. Fermi-Effekt an Rhodium.

Von allen bestrahlten Metallen erwies sich Rhodium[1]) als für den Neutronennachweis am geeignetsten. Im folgenden sind daher die Daten der Fermi-Radioaktivität an Rhodium wiedergegeben, soweit sie für unsere Meßmethode in Frage kommen.

a) Apparatur. Als Neutronenquelle dienten mit Berylliumpulver gefüllte Radonröhrchen ($l = 18$ mm, $d = 6$ mm)[2]). Durchmesser und Länge des Zählrohrs wurden so gewählt, daß bei zylindrischer Folie ein möglichst günstiges Verhältnis zwischen aufzunehmenden Fermi-Elektronen und Umgebungsstrahlung gewährleistet war: $l = 3{,}5$ cm, $d = 1{,}4$ cm, Wandstärke 0,1 mm *Al*. Zählspannung — 1300 Volt, Elektrometerempfindlichkeit 1 Volt pro Skalenteil. Subjektive Beobachtung von insgesamt rund 10^4 Impulsen.

b) Die Halbwertszeiten der Rhodium-Fermi-Elektronen. Bei *Rh* fand Fermi zwei Abklingzeiten zu 44 sec und 3,9 min. Für die quantitative Anwendbarkeit zu Meßzwecken schien eine genaue Nachprüfung ratsam. Ferner wurde kontrolliert, ob nicht auch γ-Strahlen das *Rh* zu einer zeitlich abklingenden Emission anregen. Wie zu erwarten war, zeigte sich kein Effekt; das bedeutet bei der verwendeten Anordnung: der γ-Effekt ist kleiner als das 10^{-7}-fache des Neutroneneffektes.

1. Die lange Abklingung wurde stets nach etwa 15 min Exposition und etwa 10 min Wartezeit mit Zählrohr gemessen; die kurz abklingende Emission kann nach dieser Zeit schon vernachlässigt werden. Es ergab sich — in hinreichender Übereinstimmung mit Fermi —: $t_{1/2} = 3{,}8$ min.

2. Die kurze Abklingzeit wurde nach 40 bis 60 sec Exposition sofort mit Ionisationskammer gemessen. Dabei hat man freilich schon eine Unterlagerung der langsam abklingenden Emission — einige Prozent der Gesamtemission —, die sich aber abziehen läßt, sobald das Anfangsverhältnis beider Emissionen bekannt ist. Es

1) Nähere Angaben siehe R. Fleischmann u. W. Bothe, Erg. d. exakten Naturwiss., Bd. XIII 10, 1934.

1) Das Rhodium wurde von H. Dr. W. Franke, Edelerz, Frankfurt a. M., bezogen.

2) Für die freundliche Überlassung der *Ra*-Emanation und die Anfertigung der Präparate bin ich Herrn Prof. Holthusen und Frau Dr. Hamann zu herzlichem Dank verpflichtet.

ergab sich eine beträchtlich kleinere Halbwertszeit als bei **Fermi**, und zwar 35 sec (statt 44 sec). Die zu einer etwa 15 min langen Exposition gehörige Superpositionsabklingkurve würde sich in den ersten 90 sec etwa als e-Funktion mit 44 sec Halbwertszeit darstellen lassen. Es scheint daher nicht ausgeschlossen, daß der höhere Fermische Wert auf zu lange Exposition oder nicht hinreichende Korrektur zurückzuführen ist.

c) Anfangsverhältnis der beiden Emissionen bei vollständiger Sättigung. Die lang abklingende Emission wurde wie unter b 1 gemessen und auf den Anfangswert extrapoliert. Bei der kurz abklingenden Emission wurde nach 5 sec Exposition möglichst sofort mittels Zählrohr die Impulszahl pro 2 min bestimmt; daraus wurde dann mittels der durch die vorhergehenden Versuche bis auf 3 Proz. genau bekannten Abklingkonstanten und graphischer Integration (siehe b 1 und 2) der zur Sättigung dieser Emission gehörige Anfangswert berechnet. Das Anfangsverhältnis der kurz abklingenden zur lang abklingenden Emission war 6,7. Fig. 1 zeigt die Superpositionskurve bei Sättigung beider Emissionen.

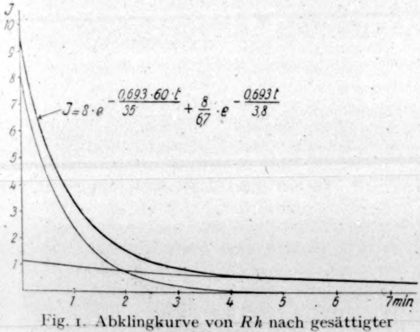

Fig. 1. Abklingkurve von Rh nach gesättigter Anklingung.

d) Absorption der Rh-Elektronen. Die Halbwertsdicke von Al-Absorbern wurde für die lang abklingende Emission mit einer Al-Folie von 0,55 mm, für die kurz abklingende mit einer solchen von 1,0 mm bestimmt. Beide Emissionen ergaben innerhalb der für unseren Zweck erforderlichen Genauigkeit den gleichen Wert: $d_{1/2} = 0{,}45$ mm (gegenüber 0,55 mm bei **Fermi**).

3. Optimale Bedingungen des Neutronennachweises mittels Rhodium-Fermi-Elektronen.

a) Verstärkung durch Wasser. Die wesentlichste Verstärkung der Neutronenwirkung ist durch Abbremsung der Neutronen in H_2O oder Paraffin zu erzielen. Bei Exposition in H_2O war die rasch abklingende Emission etwa 60mal intensiver als bei Exposition in freier Luft (in 1,5 m Abstand von organischen Substanzen). Dabei dürfte dieser Faktor (bei **Fermi** 15) in Wirklichkeit eher noch größer sein, da sich in dem Schutzröhrchen, das das Emanationskölbchen umschloß, zu dessen Befestigung immer ein wenig Paraffin befand. Der Faktor scheint außerdem für die langsam abklingende Emission kleiner zu sein (etwa 20). Im übrigen dürfte er wohl nur dann definiert sein, wenn das Ausgangsenergiespektrum der Neutronen bekannt oder wenigstens konstant ist. Meßtechnisch liegt die Verstärkungsfrage einfacher. Es kommt nur darauf an, die Wasserdicke zu bestimmen, bei der die günstigste Fermi-Elektronenausbeute erzielt wird. Solange diese Dicken beim Vergleich verschiedener Neutronenquellen nicht wesentlich verschieden sind – und das ist nicht zu erwarten –, werden sie die Ausbeute wenig beeinflussen; auch im anderen Falle ließe sich der Unterschied der Ausbeuten abschätzen. Die Ausbeute von abgebremsten Neutronen aus einer Rn–Be-Quelle als Funktion der umgebenden H_2O-Dicke zeigt Fig. 2. Das Emanationsröhrchen (7,5 MC), umgeben von einer Rhodiumfolie

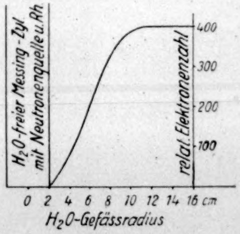

Fig. 2. Neutronenwirkung auf Rh-Folie als Funktion der umgebenden H_2O-Hülle.

(Dicke 0,15 mm), befand sich in einem Messingzylinder von 4 cm Durchmesser; dieser hing in der Mitte eines H_2O-Zylinders von wachsendem Radius und gleichzeitig wachsender Höhe. Die raschen Neutronen durchdringen das Rh und werden vom H_2O abgebremst, zum Teil an das Rh zurückgestrahlt. Ähnliche Kurven erhält auch **Fleischmann**[1]); daß dort schon bei etwa 5 cm die höchste Ausbeute erreicht wird, liegt wohl daran, daß dort das rückstrahlende Paraffin – gemäß dem anderen Zweck der Untersuchung – den Zähler nicht vollständig umgab.

1) Zeitschr. f. Phys. **97**, 258 und 259, 1935.

b) Optimale Rhodiumdicke. Eine weitere Steigerung ist durch Steigerung der *Rh*-Dicke zu erreichen. Benutzt wurden drei *Rh*-Folien von je 0,05 mm Dicke. Die langsamen Neutronen kamen wie unter 3a kugelsymmetrisch von außen, gemessen wurden die ins Innere des *Rh*-Zylinders eintretenden Elektronen. Fig. 3 zeigt das Ergebnis. Daß die Wirkung nicht linear mit der Dicke

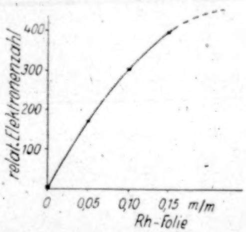

Fig. 3. Abhängigkeit der Elektronenausbeute von der *Rh*-Foliendicke.

zunimmt, liegt zunächst daran, daß mit wachsender Schichtdicke die Elektronen der äußeren *Rh*-Schicht im *Rh* selbst stark absorbiert werden. Die Ausbeute steigt aber auch beim Übergang von 0,1 auf 0,15 mm noch etwas an. Bei noch größerer Dicke müßte aber die Wirkung bei der oben angegebenen Anordnung später wieder abnehmen, da dann auf Grund des von Fermi angegebenen Neutronenabsorptionskoeffizienten 0,3 g/cm^{-2} die wirksamen Neutronen bereits in *Rh*-Schichten absorbiert werden, aus denen die Elektronen nicht mehr ins Innere des Zylinders gelangen können. Man kann die Folienzylinder natürlich auch zwischen Exposition und Messung umstülpen. Dabei wird aber der geringe Zuwachs durch die Umständlichkeit und den Zeitverlust ausgeglichen.

c) Optimale Anordnung der Indikatorfolien. Um trotz der optimalen *Rh*-Grenzdicke eine weitere Steigerung des elektronenemittierenden *Rh*-Volumens zu erhalten, wurde die Ausbeute in Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Folie und Neutronenquelle untersucht. Fig. 4 zeigt das Ergebnis. Die Intensität ist in den ersten 5 cm praktisch unabhängig von der Entfernung. Man hat also die Möglichkeit, größere Folien zu benutzen oder einen ganzen Kranz von Folien optimaler Dicke anzuordnen; die Intensität jeder einzelnen Folie ist im letzteren Falle — wie mit 3 Folien besonders geprüft wurde — praktisch unabhängig davon, ob die andern Folien mit exponiert werden oder nicht.

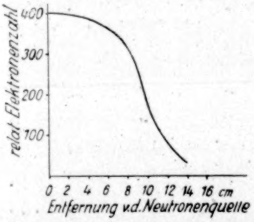

Fig. 4. Abhängigkeit der Elektronenausbeute von der Entfernung von der Neutronenquelle.

Leider geht die hierbei erzielte Steigerung nur in die Genauigkeit der Messung ein. Die Folien müssen nach der Exposition nebeneinander auf einem entsprechend langen Zählrohr untergebracht werden, weil bei Anordnung „übereinander" die Elektronen der äußeren Folien den Zähler nicht mehr erreichen würden. Dadurch steigt die Zahl der Leerimpulse des Zählrohres in gleichem Maße wie die der Fermi-Elektronen. Das Verhältnis bleibt also das gleiche, nur die statistischen Schwankungen der Einzelmessungen werden infolge der erhöhten Gesamtzahl herabgedrückt.

d) Quantitativer Vergleich verschiedener Neutronenindikatoren. Man kann erwarten, daß die Aktivierung verschiedener Kerne ansteigt mit der Absorption langsamer Neutronen durch die betreffenden Elemente. Deshalb wurde die Ausbeute an Fermi-Elektronen bei *Rh* verglichen mit der bei einigen anderen emittierenden Elementen, für die von Fermi ebenfalls große Absorptionskoeffizienten gegenüber langsamen Neutronen gefunden worden waren. Tabelle I gibt eine Übersicht.

Tabelle I.

	Rh		*Ag*		*V*	*Cd*	*Mg*
	Dicke mm	n_e	mm	n_e	Optimale Dicke n_e	n_e	n_e
Neutronen aus 0,1 mg $Rn + Be$ (also etwa 100 Neutronen sec^{-1}) geben n_e Zählrohrimpulse in der 1. Minute nach der Exposition	0,05	8,5	0,05	6			
	0,10	15					
	0,15	20	0,50	11	8,6	6	4

Rh, *Ag*, *Cd* und *Mg* wurden in Zylinderform angewandt, bei *V* war nur ein flaches, einige Millimeter dickes Stück verfügbar, das mit einem flächengleichen *Rh*-Blech von optimaler Dicke verglichen wurde. Der Vergleich mit *Cd*[1]) erfolgte in etwas anderer Anordnung als bisher. Da *Cd* nur γ-Teilchen aussendet und die Emission, wie zu erwarten war, momentan erfolgt, muß die Messung während der Bestrahlung stattfinden. Dazu ist aber nötig, daß erst einmal die γ-Strahlen des Radonpräparates durch Vorschaltung von $\sim$ 20 cm *Pb* absorbiert werden. In allen Fällen wurde durch Paraffin optimal verstärkt.

Wie eingangs bereits erwähnt, ist die Ausbeute bei *Rh* am größten. Bei dünnen Folien unterscheidet sie sich von der bei *Ag* allerdings nur um etwa 40 Proz., sie läßt sich aber bei *Rh* infolge der geringeren Absorption der Fermi-Elektronen in *Rh* mit wachsender Dicke weiter steigern als bei *Ag*. Bei der optimalen Dicke, die bei *Rh* in der zylindrischen Anordnung nicht ganz verfügbar war, dürfte *Rh* etwa 120 Proz. mehr Elektronen in der ersten Minute emittieren als *Ag*; dazu kommt als weiterer Vorzug des *Rh* dessen längere Halbwertszeit (*Rh* 35, *Ag* 22 sec), aus der eine größere Gesamtzahl an Elektronen hervorgeht; andererseits ist die Abklingzeit kurz genug, um keine zu lange Anklingzeit zu erfordern. Die übrigen Metalle geben noch weniger Zählrohrimpulse. Dabei ist natürlich die durch *Cd* ausgelöste Impulszahl etwa mit 100 zu multiplizieren, um die Zahl der *Cd*-γ-Quanten zu bekommen. Der Effekt in *Cd* beträgt also etwa das 30fache des *Rh*-Effektes. Infolge der geringen Absorbierbarkeit der γ-Strahlen gegenüber der der β-Strahlen wirkt sich aber diese große Ausbeute im Zählrohr ungünstig aus. Für die Ausmessung schwacher, stark γ-strahlender Neutronenquellen kommt *Cd* nur bedingt in Frage, weil man wegen der obenerwähnten notwendigen Absorberdicke einen ungünstigen ausnutzbaren Raumwinkel bekommt.

Tabelle I gibt gleichzeitig die quantitative Beziehung zwischen Neutronenzahl und Zählrohrimpulsen an, und zwar unter folgenden Voraussetzungen: Es wird mit Fermi angenommen, daß 1 mg *Rn*+*Be*-Pulver 1000 Neutronen sec^{-1} emittiert[2]). Die Folien umschließen mit 2–3 mm Zwischenraum ein *Al*-Zählrohr von 0,1 mm Wanddicke, 1,4 cm Durchmesser und 3,5 cm Länge. Ein solches Zählrohr gibt im Mittel pro Minute etwa 15 Impulse infolge der Umgebungsstrahlung. Zwei Zusatzimpulse würden sich bei wiederholter Messung noch bemerkbar machen. Das heißt also: 10 Neutronen pro Sekunde ließen sich noch feststellen. Andererseits lassen sich aber auch beliebig hohe Neutronenintensitäten bestimmen; man wartet einfach, bis die Zahl der Impulse bis zu einer meßbaren Größe abgeklungen ist und bestimmt aus der in Fig. 1 gezeigten Superpositionskurve den Anfangswert.

Bei den anderen eingangs erwähnten Neutronennachweismethoden dürfte die nachweisbare Neutronenzahl pro Sekunde etwa ein bis zwei Größenordnungen tiefer liegen. Damit soll jedoch nicht eine Überlegenheit der *Rh*-Methode in allen Anwendungsfällen zum Ausdruck gebracht werden. Ihr Anwendungsgebiet wird vorzugsweise der Neutronennachweis bei künstlicher Atomzertrümmerung sein, bei der die Kompliziertheit und die Spannungsstöße der Zertrümmerungsapparatur eine einfache, gegen elektrische Einflüsse unempfindliche, aber doch sehr aufnahmefähige Neutronennachweismethode erfordern.

4. Neutronenstandardpräparate.

Die Indikation der Neutronenausbeute hängt von der benutzten Nachweismethode ab. Um — mit Sicherheit wenigstens für Neutronen von gleicher Energieverteilung — zu vergleichbaren Angaben zu kommen, empfiehlt sich die Einführung von Neutronenstandardpräparaten. Da die obige Nachweismethode sehr empfindlich ist, ist das nicht mit allzu großen Kosten verbunden.

Zur Herstellung eines solchen Präparates wurden etwa 0,1 mg $RaCl_2$ in $RaSO_4$ übergeführt, das in so feiner Kornform ausfällt, daß alle α-Teilchen mit nur geringem Energieverlust austreten können. Der Niederschlag wird ausgewaschen, in Alkohol aufgeschüttelt, mit ebenfalls in Alkohol aufgeschütteltem pulverisierten *Be*-Oxyd (etwa 1 cm^3) durchgeschüttelt; das Ganze (etwa 20 cm^3 Flüssigkeit) gießt man dann zum Eintrocknen in eine flache Schale. Dadurch wird eine innige und dauerhafte Vermengung von $RaSO_4$ und *BeO* erreicht (besser als mit *Be*-Pulver). Die Substanz wird dann in ein innen mit *BeO* beklebtes Glasrohr ($\varnothing$ = 1 cm, l = 5 cm) eingepreßt, darüber wird ein Kork gepreßt, so daß keine Entmischung mehr eintreten kann. Einschluß des Röhrchens in ein weiteres abzuschmelzendes Glasrohr.

Ein solches Präparat gibt einen konstanten Neutronenstrom, mit dem dann die Neutronennachweisapparatur zunächst relativ geeicht werden kann. Durch Vergleich seiner γ-Aktivität

1) Die Anordnung war ähnlich wie bei Fleischmann (Zeitschr. f. Phys. **97**, 248, 1935), durch dessen Untersuchungen der Vergleich mit *Cd* angeregt wurde.

2) Herrn Dr.-Ing. Neeff sage ich herzlichen Dank für einen Vergleich des Präparates mit einem Standardpräparat.

mit der eines Radiumstandardpräparates lassen sich die Neutronenströme verschiedener Neutronenstandardpräparate auf ein gemeinsames Maß beziehen. Noch besser wäre es natürlich, die Neutronenstandardpräparate verschiedener Beobachter an einer Stelle (z. B. der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt) in bezug auf die Neutronenausbeute selbst zu vergleichen.

Ein auf diese Weise angefertigtes Präparat von 0,12 Millicurie gibt bei *Rh* in der oben angegebenen Meßanordnung in der ersten Minute nach der Exposition 30 Zählrohrimpulse.

Zusammenfassung.

1. Der Fermi-Effekt an *Rh* wird für Meßzwecke nachgeprüft: Halbwertszeiten 35 sec und 38,1 min; Anfangsintensitätsverhältnis beider Emissionen 6,7; Halbwertsdicke der *Rh*-Fermi-Elektronen in *Al* 0,45 mm.
2. Die für den Neutronennachweis optimalen Bedingungen werden untersucht: Verstärkung in Paraffin bzw. H_2O, optimale *Rh*-Dicke und Anordnung; Vergleich verschiedener Indikatoren. Bei dieser Methode ist die Messung beliebig hoher Neutronenströme nicht durch die Impulszahlgrenze eines Zählgerätes beschränkt; andererseits sind auch 10 Neutronen pro Sekunde noch feststellbar, ohne daß eine gleichzeitige γ-Strahlung der Neutronenquelle (von mehr als 10^7 γ-Teilchen pro sec) die Messung stören könnte.
3. Die Anfertigung von Neutronenstandardpräparaten für vergleichbare Angaben von Neutronenintensitäten wird beschrieben.

Die Arbeit erfolgte im Rahmen einer Untersuchung, für deren Unterstützung ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft zu freundlichem Dank verpflichtet bin.

Würzburg, den 2. Dezember 1935.

(Eingegangen 6. Dezember 1935.)

Die Abhängigkeit der Intensitäten der Rotationslinien einer Bande von den Anregungsbedingungen.

Von Oskar Herrmann.

Einleitung.

Bei Lichtausbeutemessungen[1]) im Stickstoffspektrum bei Anregung durch Elektronenstoß konnte eine Abhängigkeit der Intensitäten der Bandenlinien innerhalb einer Teilbande von der Geschwindigkeit der anregenden Elektronen beobachtet werden. Man sollte denken, daß das leichte Elektron beim Zusammenstoß mit dem schweren Kernsystem des Moleküls keinen Einfluß auf die Rotation der Kerne um ihre Trägheitsachse ausübt. Höchstens bei großen Geschwindigkeiten des stoßenden Elektrons oder bei Stoß mit Kanalstrahlen sollten Änderungen der Rotation eintreten. Da also obige Beobachtung von Interesse schien, wurden einige Messungen durchgeführt, die im folgenden mitgeteilt werden sollen.

1) O. Herrmann, Ann. d. Phys. **25**, 166, 1936.

I. Franck[1]) und O. Oldenberg[2]) beschreiben schon Rotationsänderungen in bestimmten Fällen. Letzterer findet abnormale Rotation bei Dissoziation eines polyatomaren Moleküls und der Anregung seiner Fragmente. Bei Zerfall von H_2O z. B. erscheinen die *OH*-Banden mit abnormaler Rotation. Nach ihm können auch zwei angeregte Moleküle, die durch die Anregung größere Schwingungsenergie bekommen haben, durch gegenseitigen Stoß den Schwingungsenergiezuwachs in Rotationsenergie übertragen. Bei den negativen N_2-Banden beobachtet G. Hertzberg[3]) eine Änderung der Anregungswahrscheinlichkeit der einzelnen Rotationszustände unter den verschiedenen Anregungsbedingungen. Er erklärt dies, indem er annimmt, daß die Rotationsenergie bei dem hohen Gasdruck in Translationsenergie umgewandelt wird. Alle diese Fälle anormaler Rotationsverteilung sind also durch Sekundäreffekte zu erklären. Im folgenden wird eine Änderung der Rotationsverteilung bei direkter ungestörter Anregung und Ausstrahlung beschrieben.

Experimentelles.

Die Messungen wurden an der Bande 3914 ÅE der negativen N_2-Gruppe durchgeführt, die als $0 \rightarrow 0$-Bande ihres Systems am intensivsten ist und gleichzeitig in einem günstigen Spektralbereich des Spektrographen liegt. M. Faßbender[4]) hat diese Bande ausgemessen und konnte alle Linien einordnen, Terme, Nulllinien, Zweige und Intensitätsverlauf bei Anregung im Geißlerrohr angeben (das Fortratdiagramm der Bande siehe bei O. Herrmann [l. c.]). Der *P*-Zweig ist in Emission der intensivere, kann aber, da der Kopf der Bande in diesem Zweig liegt, nicht aufgelöst werden. Die negativen N_2-Banden zeigen Intensitätswechsel, der eine Ausspaltung der beiden Zweige in je einen starken und schwachen Teil zur Folge hat.

1) Siehe J. Franck u. P. Jordan, Anregung von Quantensprüngen durch Stöße (Springer, Berlin).
2) O. Oldenberg, Phys. Rev. **46**, 210, 1934.
3) G. Hertzberg, Zeitschr. f. Phys. **49**, 761, 1928.
4) M. Faßbender, Zeitschr. f. Phys. **30**, 73, 1924.

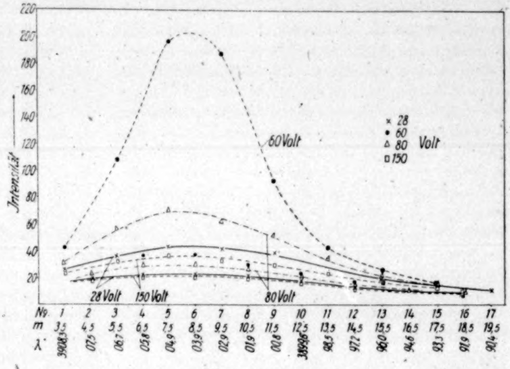

Fig. 1.

Die Linien des *R*-Zweiges konnten gut ausgemessen werden, allerdings war die Auflösung der Feinstruktur der Glieder höherer Quantenzahlen nicht möglich.

Die Meßanordnung war die gleiche wie in der oben erwähnten Arbeit. Um den Fehler bei der Ausmessung der Platten klein zu machen, wurde für die einzelnen Voltstufen der Auffängerstrom so gewählt, daß die Aufnahmen ungefähr gleiche Schwärzung bei den verschiedenen Voltgeschwindigkeiten zeigten. Bei Durchführung der Versuche war es nicht möglich, den Gasdruck so niedrig zu halten, daß Doppeleffekte ganz vermieden werden konnten. Allzu große Belichtungszeiten hätten die Messungen unmöglich gemacht. Das Verhältnis Stoßraum zu mittlerer freier Weglänge der Elektronen betrug ungefähr 2:3. Die Zahl der möglichen Doppelstöße kann unter diesen Bedingungen bei der Diskussion der Meßergebnisse außer Betracht bleiben. Die Betriebstemperatur des Rohres wurde bei den Messungen konstant gehalten.

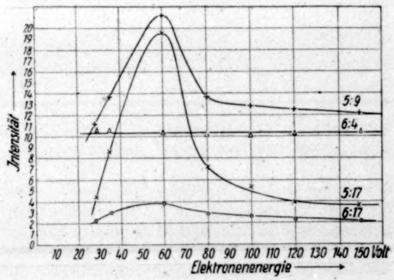

Fig. 2.

Die Meßergebnisse.

Die Meßergebnisse sind aus den Fig. 1, 2 und 3 zu ersehen. Fig. 1 ergibt sich aus Tabelle I und zeigt als Abszisse die einzelnen Bandenlinien, angegeben mit willkürlichen Nummern,

Tabelle I.

Wellenlänge in ÅE	Linien-Nr.	Rotations-quanten-zahl	Intensitätsverhältnis bei							
			28 Volt	35 Volt	60 Volt	80 Volt	100 Volt	120 Volt	150 Volt	Hohl-kathoden-rohr
3908,30	1	3,5	25,4	33,0	42,4	30,4	29,4	24,6	23,6	16,1
3907,53	2	4,5	18,5	23,9	27,5	22,3	21,5	20,8	17,9	11,1
3906,71	3	5,5	35,6	56,4	107,0	55,5	43,6	34,0	31,6	20,7
3905,85	4	6,5	21,7	28,4	36,3	28,0	26,7	22,2	20,2	13,4
3904,93	5	7,5	42,4	80,6	196,0	70,0	50,4	38,2	35,5	24,8
3903,98	6	8,5	22,7	29,7	37,4	28,7	26,7	22,9	20,7	15,1
3902,98	7	9,5	40,3	68,0	(190,0)	61,0	47,9	38,0	33,5	24,4
3901,93	8	10,5	20,6	27,4	31,2	25,9	23,2	20,8	19,3	14,4
3900,83	9	11,5	38,2	59,2	92,5	51,3	39,2	30,6	29,1	23,1
3899,68	10	12,5	17,5	20,8	24,1	20,3	18,4	15,8	15,0	11,5
3898,50	11	13,5	26,5	37,9	42,4	33,9	30,5	24,1	22,2	19,6
3897,28	12	14,5	13,5	15,6	15,9	14,5	15,3	13,6	11,6	10,7
3896,00	13	15,5	20,0	26,2	27,1	20,8	20,8	17,7	17,4	17,7
3894,69	14	16,5	10,4	11,1	12,0	10,8	10,0	10,9	10,2	8,7
3893,32	15	17,5	13,3	17,4	16,0	14,8	14,9	14,2	12,5	13,6
3891,92	16	18,5	8,9	7,7	7,4	8,3	7,9	9,5	8,8	7,0
3890,46	17	19,5	10,0	10,0	10,0	10,0	10,0	10,0	10,0	10,0

den zugehörigen Rotationsquantenzahlen m nach M. Faßbender und den Wellenlängen. Es werden die Linien des R-Zweiges von $m = 3{,}5$ bis $m = 19{,}5$ ausgemessen. Die Meßpunkte der schwachen und starken Linien des R-Zweiges wurden jeweils durch eine Kurve untereinander verbunden. Die Intensität der Linie Nr. 17 wurde gleich 10 gesetzt und die Intensitäten aller anderen darauf bezogen. Die Ordinate gibt die Intensitätsverhältnisse an. Um die Kurvenübersicht zu bewahren, wurden vom schwachen Zweig der Voltstufe 60 nur die Meßpunkte eingezeichnet.

Man erhält das Ergebnis, daß die Intensitätsverhältnisse der Bandenlinien sich mit der Elektronengeschwindigkeit ändern, und zwar so, daß

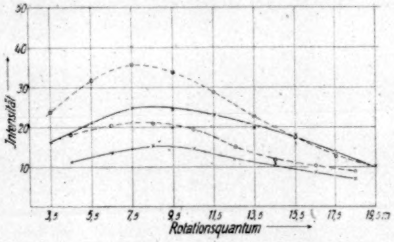

Fig. 3.

gerade bei 60 Volt Spannung, die ungefähr mit der Optimalspannung der Anregungsfunktion zusammenfällt, das Maximum am schärfsten wird. Von niedrigen Spannungen ausgegangen, steigt die Kurve an, erreicht bei ungefähr 60 Volt den Höchstwert, um dann nach höheren Spannungen hin wieder abzufallen.

In Fig. 2 sind dann die Intensitätsverhältnisse zweier Linien in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit aufgetragen. Die Zahlenverhältnisse an den vier Kurven geben die Nummern der Linien an, die zugehörigen Quantenzahlen und Wellenlängen sind aus Fig. 1 und Tabelle I zu entnehmen. Die Kurven 5:9, 5:17 und 6:17 zeigen deutlich, daß zwischen 40 und 80 Volt die Intensitätsverhältnisse einer starken Änderung unterworfen sind. Werden die Verhältnisse von Bandenlinien eingetragen, die im Intensitätsmaximum liegen, so ergibt sich, wie in Fig. 2 die Kurve 6:4 zeigt, eine Gerade zur Abszisse. Dies bedeutet, daß das Maximum mit variabler Elektronengeschwindigkeit sich nicht verschiebt.

Von Interesse war festzustellen, wie der Intensitätsverlauf des R-Zweiges in einem mit Stickstoff gefüllten Gasentladungsrohr aussieht, wo alle möglichen Geschwindigkeiten vorkommen. Aus Fig. 1 kann man voraussagen, daß dieser eher einer Kurve bei hoher oder niedriger Spannung ähneln wird, da doch das Maximum bei ungefähr 60 Volt nicht hervortreten dürfte. Zu diesem Zwecke wurde ein Hohlkathodenrohr gebaut. Dies wurde mit Stickstoff bei einem Gasdruck von 1,2 mm Hg gefüllt und mit 700 bis 900 Volt Spannung in Betrieb genommen. Das Rohr hatte eine höhere Betriebstemperatur als die Elektronenstoßanordnung. In Fig. 3 ist das Ergebnis graphisch dargestellt. Die ausgezogene Kurve gibt den Intensitätsverlauf des R-Zweiges der Bande 3914 ÅE im Hohlkathodenrohr an. Die gestrichelte Kurve ist bei 150 Volt Elektronengeschwindigkeit mit Hilfe der Elektronenstoßanordnung ermittelt worden. Die Ordinate zeigt wieder die Intensitätsverhältnisse an, stets bezogen auf die Bandenlinie Nr. 17. Man sieht, daß das Maximum nach höheren Rotationsquantenzahlen verschoben ist. Zugleich ist eine Verbreiterung desselben zu erkennen. Der Abfall der Kurve nach dem Intensitätsmaximum ist nicht mehr so steil.

Die Kenntnis der Intensitätsverhältnisse der Bandenlinien zueinander gibt die Möglichkeit, aus der absoluten Ausbeute der Einzelbande auf die Ausbeuten der einzelnen Bandenlinien zu schließen. Es ist nicht anzunehmen, daß der P-Zweig ein anderes Verhalten gegenüber Elektronengeschwindigkeitsänderungen zeigt wie der R-Zweig. Die oben mitgeteilten Intensitätsverhältnisse der Bandenlinien des R-Zweiges sollen auf den P-Zweig übertragen werden. Da die Intensitäten der Linien des P-Zweiges nicht gemessen werden konnten, muß diese Annahme gemacht werden. Die absoluten Ausbeuten der einzelnen Bandenlinien der $O \to O$-Banden des negativen Stickstoffbandenspektrums wurden für 60 Volt Anregungsspannung berechnet. Das Ergebnis gibt Tabelle II wieder. Die Werte sind in Tabelle II so eingetragen worden, wie sie die Messung ergab. Der P-Zweig ist bedeutend stärker als der R-Zweig. Die entsprechenden Linien des R-Zweiges haben deshalb eine bedeutend geringere Ausbeute als die gleichen Linien des P-Zweiges.

Tabelle II.

Rotationsquantenzahl	Absolute Ausbeute	Rotationsquantenzahl	Absolute Ausbeute
3,5	$3{,}2 \cdot 10^{-7}$	12,5	$1{,}8 \cdot 10^{-6}$
4,5	$2 \cdot 10^{-6}$	13,5	$3{,}2 \cdot 10^{-6}$
5,5	$8 \cdot 10^{-6}$	14,5	$1{,}2 \cdot 10^{-6}$
6,5	$2{,}7 \cdot 10^{-6}$	15,5	$2 \cdot 10^{-6}$
7,5	$1{,}4 \cdot 10^{-5}$	16,5	$9 \cdot 10^{-7}$
8,5	$2{,}8 \cdot 10^{-6}$	17,5	$1{,}2 \cdot 10^{-6}$
9,5	$1{,}4 \cdot 10^{-5}$	18,5	$5{,}6 \cdot 10^{-7}$
10,5	$2{,}3 \cdot 10^{-6}$	19,5	$7{,}5 \cdot 10^{-7}$
11,5	$6{,}9 \cdot 10^{-6}$		

Es sollen hier nur die interessanten Meßergebnisse mitgeteilt werden. Um den Fragenkomplex zu klären, sind umfangreichere Untersuchungen erforderlich.

Zusammenfassung.

Bei Ausbeutemessungen im N_2-Spektrum wird eine Abhängigkeit der Intensitätsverteilung der Bandenlinien im *R*-Zweig der $0 \rightarrow 0$-Bande der negativen Gruppe von der Energie der anregenden Elektronen festgestellt. Aus den Intensitätsverhältnissen der Linien innerhalb einer Bande und deren bekannten absoluten Ausbeute werden die absoluten Ausbeuten der Bandenlinien des *P*-Zweiges der $0 \rightarrow 0$-Bande berechnet.

Herrn Prof. Dr. W. Hanle bin ich zu Dank verpflichtet für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein stetes förderndes Interesse an den Messungen. Herrn Geheimrat Prof. Dr. M. Wien danke ich für die Überlassung von Institutsmitteln.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 11. Oktober 1935.)

Beitrag zur Dosismessung überweicher Röntgenstrahlen.

Von Ernst Wilhelmy.

Neuerdings ist die Frage der Standarddosierung in „r"-Einheiten für „überweiche Röntgenstrahlen" (vgl. Gemeins. Richtl. der Nat. Lab. für die Eichung von Röntgendosismessern) mehrfach behandelt worden. In diesem Gebiet der Röntgenstrahlen versagt die übliche Methodik der Herstellung der *r*-Einheit mit der Faßkammer, da die Schwächung der Strahlung zwischen Eintrittsblende und Meßelektrode, längs der Meßelektrode und die Veränderung des Schwächungskoeffizienten längs der von der Strahlung durchlaufenen Strecke berücksichtigt werden müssen. Jaeger (3) hat unlängst diese Probleme erschöpfend dargestellt und gleichzeitig ein neues Verfahren beschrieben, das die genannten Schwierigkeiten umgeht. Es wird dabei die zu eichende Kleinkammer nicht an den Ort der Eintrittsblende der Faßkammer gesetzt, sondern es wird als Meßort ein Punkt auf der Meßelektrode gewählt, „an dessen Stelle eine Kleinkammer dieselben Angaben zeigt wie die Faßkammer, wenn als Meßvolumen der Faßkammer das Produkt aus der Länge der Meßelektrode und dem Querschnitt des Strahlenbündels an dieser Stelle eingesetzt wird."

Ferner hat Verfasser vor einiger Zeit (8) ein Verfahren kurz beschrieben und auf die Eichung einer Kleinkammer nach Rajewsky (6) für überweiche Röntgenstrahlen angewandt. Dabei waren aber einige Fragen, wie z. B. die des Einflusses der Strahleninhomogenität, offen gelassen worden. Es dürfte sich lohnen, diese Methode heute etwas eingehender zu diskutieren. Sie beruht auf der Verwendung einer Faßkammer von solcher Länge, daß darin die verwendete Röntgenstrahlung praktisch völlig absorbiert wird. Die Ermittlung der Dosisleistung in *r*/sec verläuft dann folgendermaßen:

Wir setzen zunächst monochromatische Strahlung voraus, deren Absorptionskoeffizient für Luft μ sei. Der Blendenquerschnitt der Standardkammer sei q cm², und es möge eine Röntgenstrahlenmenge r_0 in die Kammer einfallen. Dann wird gemäß der Definition der *r*-Einheit in einem beliebig flachen Luftzylinder der Tiefe dx unmittelbar hinter der Eintrittsblende die Elektrizitätsmenge

$$dE_0 = r_0 \cdot q \cdot dx \quad \text{e.st.E.} \tag{1}$$

bei Sättigung des Ionisationsstromes, 760 mm *Hg* Luftdruck und 0° C gemessen. An einer Stelle der Kammer, die x cm von der Blende entfernt ist, gilt wegen der Absorption der Strahlung entsprechend

$$dE = r_0 \cdot q e^{-\mu x} \cdot dx \quad \text{e.st.E.} \tag{2}$$

für die totale Ionisation in der Kammer (Kammerlänge T)

$$E = q \cdot r_0 \int_0^T e^{-\mu x} dx \quad \text{e.st.E.} \tag{3}$$

$$= q \cdot r_0 \frac{1 - e^{-\mu T}}{\mu} \quad \text{e.st.E.} \tag{4}$$

Oder es ist

$$r_0 = \frac{E}{q} \frac{\mu}{1 - e^{-\mu T}} \quad \text{Röntgen.} \tag{5}$$

Diese Gleichung geht für $\mu T \ll 1$, d. h. harte Strahlungen und kleine Kammertiefe über in

$$r_0 = \frac{E}{q \cdot T} \quad \text{Röntgen,} \tag{6}$$

für $\mu T \gg 1$, d. h. für Totalabsorption, in

$$r_0 = \frac{E}{q} \mu \quad \text{Röntgen.} \tag{7}$$

Durch Einführen der Stromstärke in Amp. erhalten wir für die Dosisleistung bei Totalabsorption

$$L = \frac{i}{q} \cdot \mu \cdot 3 \cdot 10^9 \quad \text{Röntgen/sec.} \tag{8}$$

Bei einem Gemisch aus z. B. 3 Komponenten mit den Absorptionskoeffizienten für Luft μ_1, μ_2, μ_3 gilt für jede Komponente die Gleichung (8)

$$L_1 = \frac{\mu_1 i_1}{q} \cdot 3 \cdot 10^9; \quad L_2 = \frac{\mu_2 i_2}{q} \cdot 3 \cdot 10^9;$$

$$L_3 = \frac{\mu_3 i_3}{q} \cdot 3 \cdot 10^9.$$

Ferner gilt für die Gesamtstrahlung

$$L = L_1 + L_2 + L_3 = \frac{1}{q} (\mu_1 i_1 + \mu_2 i_2 + \mu_3 i_3) \cdot 3 \cdot 10^9.$$

Wenn wir jetzt definieren

$$\mu^* = \frac{\mu_1 i_1 + \mu_2 i_2 + \mu_3 i_3}{i_1 + i_2 + i_3} \qquad (9a)$$

und

$$i = i_1 + i_2 + i_3,$$

so erhalten wir

$$L = \frac{i}{q} \mu^* \cdot 3 \cdot 10^9. \qquad (8a)$$

μ^* ist als mittlerer Absorptionskoeffizient zu bezeichnen. Für ein Strahlengemisch aus beliebig vielen Komponenten finden wir entsprechend

$$dL = \frac{\mu\, di}{q}\, 3 \cdot 10^9$$

$$L = \frac{1}{q} \int \mu\, di \cdot 3 \cdot 10^9$$

$$L = \frac{i}{q} \bar{\mu}\, 3 \cdot 10^9, \qquad (8b)$$

wobei

$$\bar{\mu} = \frac{1}{i} \int \mu\, di \quad \text{ist.} \qquad (9b)$$

Die Gleichung (8) bleibt also formal erhalten, und es tritt an die Stelle von μ der Mittelwert $\bar{\mu}$. Dieser Mittelwert bedeutet einfach den Absorptionskoeffizienten für die betreffende Strahlung in Luft bei so kleiner Schichtdicke, daß die spektrale Zusammensetzung nicht geändert wird.

Es läßt sich das auch leicht rechnerisch zeigen: Für die Absorption eines Gemisches aus wieder 3 Komponenten in einem Absorber hinreichend kleiner Dicke Δz gilt

$$\Delta i_1 = -\mu_1 i_1 \Delta z; \quad \Delta i_2 = -\mu_2 i_2 \Delta z;$$

$$\Delta i_3 = -\mu_3 i_3 \Delta z;$$

$$\Delta i = \Delta i_1 + \Delta i_2 + \Delta i_3 = -(\mu_1 i_1 + \mu_2 i_2 + \mu_3 i_3)\Delta z$$

$$\Delta i = -\mu^* i \Delta z.$$

Allgemein gilt für ein beliebiges Gemisch

$$\Delta di = -\mu\, di \Delta z$$

$$\Delta \int di = \Delta i = -\int \mu\, di \Delta z$$

$$\Delta i = -\bar{\mu} i \Delta z,$$

wobei

$$\bar{\mu} = \frac{1}{i} \int \mu\, di \quad \text{ist.}$$

Diese Gleichung ist identisch mit (9b) und abgeleitet unter der Voraussetzung, daß die Schichtdicke Δz klein ist.

Wir können demnach sagen: Die Dosisleistung einer beliebigen inhomogenen Röntgenstrahlung am Ort der Eintrittsblende der Ionisationskammer ist, abgesehen von dem Zahlenfaktor $3 \cdot 10^9$, gleich dem Produkt aus dem Ionisationsstrom in Amp. bei Totalabsorption der Strahlung in der Kammer und dem bei kleiner Schichtdicke bestimmten Absorptionskoeffizienten der Luft für das Strahlengemisch, dividiert durch den Blendenquerschnitt.

Praktisch erfolgt die Bestimmung des $\bar{\mu}$ am besten nicht direkt, sondern unter Benutzung des bekannten und konstanten Verhältnisses der Absorptionskoeffizienten für Zellophan und Luft oder Aluminium und Luft. Das erstere Verhältnis ist nach Küstner (5) zwischen 6 und 180 kV gleich 1068, das zweite nach Siegbahn (7) zwischen 3,5 und 12 kV gleich 13500. Man kann also die eigentliche Messung mit Aluminium oder Zellophan ausführen und braucht die Werte nur mit 13500 bzw. 1068 zu dividieren, um zu Luft als Absorber überzugehen. Dabei mißt man, um sicher zu sein, daß die Schichtdicke hinreichend klein ist, zweckmäßig die Koeffizienten bei verschiedenen Dicken und extrapoliert auf die Schichtdicke 0. Eine solche Messung ist für Aluminium und eine 12-kV-Strahlung in Fig. 1 dargestellt.

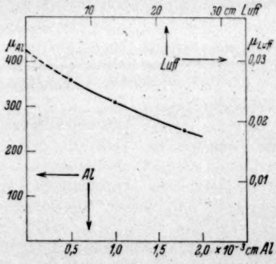

Abb. 1. Bestimmung des Absorptionskoeffizienten der Luft bei kleinen Dicken auf dem Umweg über den Absorptionskoeffizienten von Aluminium.

Die experimentelle Anordnung besteht im wesentlichen aus einer Standardionisationskammer von 2 m Länge und 20 cm Durchmesser. Eine solche Länge reicht für Spannungen an der Röntgenröhre bis zu 12 kV aus. Das Material der Kammer ist ein Mannesmannrohr, das an beiden Enden mit Messingscheiben verschlossen ist. Die vordere Scheibe trägt die Eintrittsblende, die mit einem Zellophanblatt von 0,01 mm Dicke bedeckt ist. Die rückwärtige Scheibe ist mit einem Schliff versehen, der zu Justierungszwecken entfernt werden kann. Der richtige Strahlengang kann dann leicht in einem Fluoreszenzschirm beobachtet werden, wenn die Eintrittsblende ganz eng gemacht und eine höhere Spannung an die Röntgenröhre gelegt wird. Zwischen den Endscheiben ist ein Aluminiumdraht mit Quarz isoliert als Innenelektrode ausgespannt. Er ist dem Strahlenverlauf entsprechend schräg zur Achse der Kammer und um einen solchen Betrag exzentrisch geführt, daß er nicht von Röntgenstrahlen getroffen und auch von Photoelektronen nicht erreicht werden kann. Die Kammerwandung dient als zweite Elektrode. Die Kammer ist isoliert aufgebaut und wird an eine Spannungsquelle geeigneter Größe angeschlossen. Die Innenelektrode wird über ein Galvanometer geerdet. Die große Kammerlänge erfordert einen Strahlenverlauf, der einem verhältnismäßig spitzen Kegelstumpf im Innern der Kammer gleichkommt, d. h. der Abstand der Antikathode von der Eintrittsblende muß groß sein. Bei einem Blendendurchmesser von 16 mm sind 50 cm Blenden-Fokusabstand ausreichend. Die Absorption auf diesem langen Weg ist dadurch beseitigt, daß eine evakuierte Röhre mit Zellophanfenstern zwischen Röntgenröhren und Ionisationskammern eingeschaltet wird. Zur Strommessung dient ein Galvanometer von Hartmann & Braun, dessen Empfindlichkeit $5 \cdot 10^{-11}$ Amp/mm bei 1 m Skalen-Spiegel-Abstand beträgt.

Die Genauigkeit der Herstellung der r-Einheit mit der beschriebenen Methode hängt ab von der Präzision, mit der die Blendengröße, der Ionisationsstrom und der Absorptionskoeffizient gemessen werden können. Im vorliegenden Falle ist der Blendendurchmesser 16 mm innerhalb 0,05 mm sicher. Das bedeutet für den Querschnitt eine Fehlerbreite von 0,5 Proz. Der mit einem Spiegelgalvanometer gemessene Strom ist bei größenordnungsmäßig 100 mm Ausschlag innerhalb 0,5 Proz. genau bestimmbar. Die größte Unsicherheit bringt der Absorptionskoeffizient der Luft in die Bestimmung. Er dürfte zu etwa 2 Proz. anzusetzen sein, so daß das Gesamtresultat mit einem Fehler von weniger als 3 Proz. behaftet sein wird. Temperatur- und Druckmessung sowie die Bestimmung der Länge der Meßelektrode fallen bei der vorliegenden Methode fort. Bei der Eichung eines Dosismessers muß zu dem genannten Fehler noch die Ungenauigkeit der Übertragung addiert werden. Als Beispiel sei das Ergebnis der Eichung einer Kleinkammer mitgeteilt.

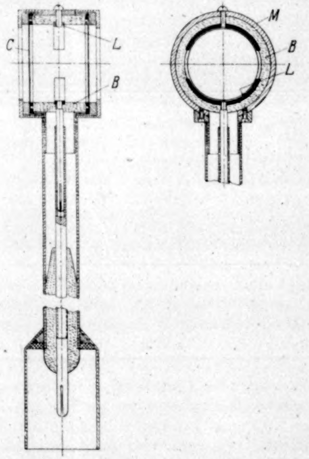

Fig. 2. Weichstrahlkammer nach Rajewsky.

Es handelt sich dabei um eine Weichstrahlkammer nach Rajewsky (6). Die Kammer, Fig. 2, besteht aus einem Bernsteinzylindermantel B von 2,0 cm lichtem Durchmesser, 0,25 cm Dicke und 2 cm Höhe. Auf der Innenfläche des Zylinders sind an zwei einander gegenüberliegenden Stellen zwei flache, 0,3 cm breite und 2,5 cm lange Rillen L angebracht, die mit einem leitenden Lack aus luftäquivalenter Masse gefüllt sind. Diese beiden Lackstreifen dienen als Elektroden. Die äußere Mantelfläche des Bernsteins ist von einem vernickelten Messingzylinder M umhüllt. Die beiden Seiten des Zylinders werden mit abnehmbaren Deckeln verschlossen, die je ein leicht auswechselbares Zellophanfenster C von 0,01 mm Dicke tragen. Der eine Lackstreifen ist durch den Bernstein hindurch mit der Messinghülse leitend verbunden und hat infolgedessen Erdpotential. Der andere steht durch den Bernstein hindurch in Verbindung mit einer isolierten Durchführung. Die ganze Kammer wird mit Hilfe eines besonderen Armes an das Universalelektroskop nach Rajewsky angeschlossen, wobei die Durchführung automatisch mit dem Meßsystem verbunden wird.

Die Fig. 3 bringt zwei Eichkurven. Die Kurve *a* bezieht sich auf die Ebene, in welcher die der Strahlenquelle abgewandte Stirnseite der Kammer liegt, die Kurve *b* auf die Einfallseite der Kammer. Man sieht, daß im zweiten Fall die Kammer für Strahlungen der Halbwertschichten in Aluminium von 0,08–0,35 mm (entsprechend etwa 6–12 kV) praktisch wellenlängenunabhängig ist.

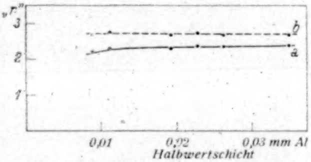

Fig. 3. Eichkurven der Weichstrahlkammer. *a* gilt für die Rückseite, *b* für die Vorderseite der Kammer.

Im Gebiet entsprechend 4 kV bis herunter zu 2 kV an der Röntgenröhre stößt die Dosierung auf Schwierigkeiten konstruktiver und prinzipieller Art. Eine Tiefe der kleinen Ionisationskammern von 1 cm bedeutet hier bereits eine zu große Schichtdicke. Außerdem wächst mit zunehmender Wellenlänge die Strahlenabsorption in der Kammerwandung in immer störenderem Maße. Mit anderen Worten, dieses Strahlengebiet liegt jenseits der konstruktiven Grenze für wellenunabhängige Ionisationskammern.

Dazu tritt die Diskontinuität der Luftabsorption bei der Argon *K*-Kante mit 3,86 ÅE. Argon ist für Wellenlängen kleiner als 3,86 ÅE mit etwa 14 Proz., für solche größer als 3,86 ÅE mit etwa 1,4 Proz. an der Absorption der Luft beteiligt. Beim Überschreiten der Kante nimmt also cet. par. in einer hinreichend dünnen Luftschicht die absorbierte Strahlenenergie und daher die Ionisation um rund 12 Proz. ab. Entsprechend springt die definitionsgemäß gemessene Dosis in *r*-Einheiten bei monochromatischer Strahlung plötzlich um 12 Proz. Bei einer heterogenen Strahlung würde zwar nur ein verwaschener Übergang an Stelle eines Sprunges eintreten, aber die Proportionalität der Absorption in Wasser oder Gewebe und in Luft, die im übrigen Gebiet wenigstens angenähert erfüllt ist, würde durchbrochen sein. Glocker (2) hat aus diesem Grunde vor einiger Zeit vorgeschlagen, die Röntgeneinheit auf CO_2 anstatt auf Luft zu beziehen, weil das CO_2 bei allen in Frage kommenden Wellenlängen frei von Absorptionskanten ist und ebenfalls annähernd die gleiche effektive Ordnungszahl besitzt wie Gewebe und Wasser.

Da aber in diesem Gebiet extrem weicher Röntgenstrahlen doch auf wellenlängenunabhängige Kammern verzichtet werden muß, scheint folgender Weg zur Bestimmung der Dosis auf der Basis der Luftionisation einfacher zu sein. Dieser Weg ergibt sich geradezu zwangsläufig aus der Methode, den Luftabsorptionskoeffizienten indirekt über den des Zellophans oder eines anderen geeigneten Stoffes zu ermitteln. Mißt man nämlich für Wellenlängen, die größer sind als 3,86 ÅE, den Absorptionskoeffizienten in Zellophan und dividiert den gefundenen Wert durch 1068, so erhält man einen „reduzierten Absorptionskoeffizienten der Luft", den die direkte Messung liefern würde, wenn die Argondiskontinuität nicht vorhanden wäre. Daß eine solche Extrapolation sinnvoll ist, lehrt die Betrachtung der von Jönsson (4) gefundenen Gesetzmäßigkeiten der Röntgenabsorption, die besonders für leichte Elemente und lange Wellen gelten. Der reduzierte Absorptionskoeffizient wird in die Formel (8) eingesetzt. Das mit dieser Methode ermittelte „*r*" stellt gewissermaßen die stetige Fortsetzung des bei härteren Strahlen definierten dar.

Zur praktischen Ausführung der Dosismessung dient dann also nicht eine Kleinkammer im üblichen Sinne, sondern die Standardkammer selbst. Da bei Spannungen von 4 kV und weniger an der Röntgenröhre zur praktisch völligen Absorption eine Luftstrecke von 20 cm ausreicht, und das Wandmaterial der Kammer wegen der hohen Absorbierbarkeit der Strahlung leicht sein kann, hat man es trotzdem mit einem verhältnismäßig handlichen Gerät zu tun.

Daß die mittlere zur Erzeugung eines Ionenpaares in Luft erforderliche Energie vom Überschreiten der Argonkante nicht beeinflußt wird, ist vom Verfasser in einer früheren Arbeit (8) gezeigt worden. Dagegen ist vor kurzem eine Untersuchung von Gerbes (1) erschienen, derzufolge dieser mittlere Energieverbrauch pro Ionenpaar in Luft nicht konstant ist, sondern nach langen Wellen zu ansteigt. Er ist bei 2 kV etwa 10 Proz. größer als bei hohen Spannungen. Insofern ist die Dosismessung auf Grund der Luftionisation bei extrem weichen Röntgenstrahlen nicht ohne Vorbehalt auszuführen.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode zur Herstellung der *r*-Einheit bei überweichen Röntgenstrahlen beschrieben, bei der die Standard-Ionisationskammer eine solche Länge hat, daß praktisch die gesamte Strahlung darin absorbiert wird. Die Anwendung der Methode auf die Eichung einer Weichstrahlenkammer nach Rajewsky zeigt, daß diese Kammer mindestens im Bereich von 0,08–0,35 mm *Al* HWS wellenlängenunabhängig ist.

Dieselbe Methode führt bei noch weicheren Strahlen zu einem Weg, die Argondiskontinuität bei 3,86 ÅE zu vermeiden. Die indirekte Bestimmung des Absorptionskoeffizienten der Luft aus dem des Zellophan führt zu einem „reduzierten Absorptionskoeffizienten der Luft", der sich ergäbe, wenn die Diskontinuität nicht vorhanden wäre. Da andererseits gefunden wurde, daß der mittlere Energieverbrauch pro Ionenpaar in Luft von der Argondiskontinuität nicht beeinflußt wird, bedeutet diese Methode die stetige Fortsetzung des für härtere Strahlen definierten „r".

Literaturverzeichnis.

1) W. Gerbes, Ann. d. Phys. **23**, 648, 1935.
2) R. Glocker, Radiology **18**, 13, 1932.
3) R. Jaeger, Physik. Zeitschr. **35**, 665, 1934.
4) E. Jönsson, Dissertation, Upsala 1928.
5) H. Küstner, Strahlenther. **53**, 605, 1935.
6) B. Rajewsky, Strahlenther. **30**, 308, 1928.
7) M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen.
8) E. Wilhelmy, Strahlenther. **44**, 161, 1932.
9) E. Wilhelmy, Zeitschr. f. Phys. **38**, 341, 1933.

Frankfurt a. M., Universitätsinstitut für physikalische Grundlagen der Medizin.

(Eingegangen 7. November 1935.)

Beitrag zur Messung registrierender kugelförmiger Kadmiumzellen.

Von M. Bender.

Inhalt.

1. Einleitung.
2. Verhalten von Kadmiumzellen verschiedener spektraler Empfindlichkeitskurven.
3. Registrierungen ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung mit einem Registrierapparat nach Hammer-Pychlau.
4. Zusammenfassung und Schluß.

1. Einleitung.

Vorliegende Mitteilung ist eine Fortsetzung einer Arbeit, die in dieser Zeitschrift unter M. Bender und F. Krüger (1) veröffentlicht worden ist. Es handelte sich dabei um Registrierungen ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung mit einer Art kugelförmiger lichtelektrischer Kadmiumzellen, die sich dazu besonders eignen. Sämtliche Mattgläser und Blenden, die bei elektrometrischen Zellenmessungen im Freien [s. vor allem bei C. Dorno (2)] notwendig gewesen waren, fallen hier weg, abgesehen davon, daß die Registrierungen täglich und bei jedem Wetter ausgeführt werden können. Was an allgemeinen Erfahrungen bei Zellenmessungen im Zusammenhang damit in Arbeiten zahlreicher Autoren mitgeteilt wurde, ist zusammenfassend bei Bernhard Gudden (3), P. Lenard und A. Becker (4), R. Fleischer und H. Teichmann (5), W. Kühl (6) u. a. m. zu finden. Außerdem sei noch auf den Schrifttumnachweis der unter (1) erwähnten Arbeit hingewiesen.

In vorliegendem Beitrag soll einmal das Verhalten von Kadmiumkugelzellen verschiedener spektraler Empfindlichkeitskurven mitgeteilt werden, Erfahrungen, die vielleicht von allgemeinem Interesse sein könnten, und dann neuere Registrierungen ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung, die mit einem Registrierapparat nach Hammer-Pychlau (s. S. 108) gewonnen worden sind.

2. Verhalten von Kadmiumzellen verschiedener spektraler Empfindlichkeitskurven.

Zur Messung und Registrierung ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung sind von uns seit einiger Zeit kugelförmige Kadmiumzellen verwandt worden, deren Aussehen in der eingangs erwähnten Arbeit (1) in Fig. 1 abgebildet und beschrieben worden ist. Hier sei so viel davon mitgeteilt, daß diese Kugelzellen aus zwei konzentrischen Glashohlkugeln bestehen. Auf der Außenseite der inneren Glashohlkugel befindet sich die Kadmiumschicht, die von einer Drahtsonde umgeben ist. Die äußere umschließende Hohlkugel ist aus Uviolglas (durchlässig bis zu etwa $\lambda = 280$ mμ). Zur Verwendung gelangten Vakuumzellen und argongefüllte Zellen (Argonzellen, wenn der Zwischenraum zwischen beiden Hohlkugeln mit Argon gefüllt war).

Beim Gebrauch zweier solcher Vakuumzellen Nr. 33/0212 und Nr. 33/0217 hatten wir [s. unter (1) S. 327] beobachtet, daß sich unter dem Einfluß der Sonnenstrahlung das Kadmium auf der Außenseite der inneren Glashohlkugel nach und nach auf der Innenseite der äußeren Uviolglashohlkugel niederschlug. Dabei war es gleichgültig, ob die Zellen an Spannung lagen oder nicht. Wir hatten diese Tatsache zunächst lediglich einer Wärmewirkung zugeschrieben.

Eine dritte Vakuumzelle Nr. 33/0422 jedoch, deren äußeres Aussehen (Dimensionen usw.) gleich war demjenigen der Zellen Nr. 33/0212 und 33/0217 zeigte diese Erscheinung bei gleicher Behandlung nicht oder nur in solch geringem Maße, daß die Erklärung einer reinen Wärmewirkung nicht hinreichend ist. Wie Zelle Nr. 33/0422 verhielten sich auch zwei später hergestellte Zellen Nr. 34/0101 und 34/0102. Auch sie wiesen keinen nennenswerten Niederschlag des Kadmiums auf. Alle drei zuletzt genannten Zellen waren gleichzeitig ihrer großen Unempfindlichkeit wegen zur Registrierung vor Sonne

unbrauchbar, während die Zellen 33/0212 und 33/0217 gute Werte lieferten. (In Verbindung mit einem Elektrometer lassen sich mit den drei Zellen 33/0427, 34/0101 und 34/0102 noch gut meßbare Werte finden, doch ist der Unterschied zwischen den Werten dieser drei Zellen und denjenigen der Zellen 33/0212 und 33/0217 zugunsten der letzteren beiden sehr groß.)

Der Grund für das verschiedene Verhalten der Zellen scheint in ihrer verschiedenen spektralen Empfindlichkeit zu liegen. Die beiden Zellen 33/0212 und 33/0217, bei denen der Niederschlag (die Zerstäubung) des Kadmiums bei Bestrahlung vor Sonne besonders stark hervortrat, besitzen spektrale Empfindlichkeitskurven [s. (1) Fig. 5], die zwischen den Wellenlängen $\lambda = 334$ mμ und etwa $\lambda = 280$ mμ (der Durchlässigkeitsgrenze des Uviolglases) verlaufen mit einem Maximum bei $\lambda = 297$ mμ. Die Empfindlichkeitskurve der Zelle 33/0422 dagegen beginnt höchstens bei $\lambda = 302$ mμ. Das Maximum ist ebenfalls mehr nach kürzeren Wellenlängen hin verschoben. Ebenso sind die Empfindlichkeitskurven der Zellen 34/0101 und 34/0102 mehr nach kurzen Wellen hin verschoben. Diese Verschiebung kann so groß sein, daß die Wirkung der Sonnenstrahlung überhaupt keinen Einfluß mehr hat, wenn man sich vergegenwärtigt, daß die Grenze der Sonnenstrahlung nach kurzen Wellen hin (durch die Ozonschicht bedingt) ungefähr bei $\lambda = 290$ mμ ist. Im Durchschnitt sind die Zellen in einem mehr oder weniger großen Wellenlängengebiet der Sonnenstrahlung empfindlich. Wird nun eine Zelle *A* mit einem Empfindlichkeitsbereich nach längeren Wellen hin (jedenfalls empfindlich genug vor Sonne) und eine Zelle *B* mit einem solchen nach kürzeren Wellen hin (jedenfalls wenig empfindlich vor Sonne) der Sonnenstrahlung ausgesetzt, so tritt bei Zelle *A* der erwähnte Niederschlag auf, bei Zelle *B* nicht oder nur in sehr geringem Maße. Man wird auf diese Weise zu der Annahme geführt, daß sich der Wärmewirkung eine reine Strahlenwirkung überlagert, die die erstere bei weitem übertrifft. Versuche, die in dieser Richtung vor Quarz-Quecksilberlampen ausgeführt wurden, verliefen nicht so augenfällig. Allerdings besitzt die Quarz-Quecksilberlampe scharfe Linien im ultravioletten Gebiet, aber nicht das kontinuierliche Spektrum der Sonne. Die wenigen Linien, manchmal nur drei oder noch weniger, die, einmal bedingt durch die Durchlässigkeitsgrenze des Uviolglases der Zellen und andererseits durch deren selektive Empfindlichkeit selbst, hier in ihrer Wirkung in Frage kommen, dürften wohl einen zu geringen Einfluß haben, als daß eine sichtbare Zerstäubung auftritt.

Was nun die Konstanz oder Inkonstanz der Vakuumzellen betrifft, so scheint sie bis zu einem gewissen Grade mit der eben geschilderten Tatsache der Zerstäubung des Kadmiums unter Einwirkung der Sonnenstrahlung in Zusammenhang zu stehen. Mit einer der Zellen des Types *A* sind eine Reihe von Registrierungen in verschiedenen Monaten des Jahres 1935 ausgeführt worden, obwohl der Niederschlag des Kadmiums immer stärker wurde. Trotzdem zeigte die Prüfung der Konstanz der Werte vor der an Ultraviolettstrahlen reichen Vitaluxlampe zunächst gleiche Werte bis zu einer Grenze des Niederschlags, von welcher ab die Werte dann schnell und ständig abnahmen. Die beschriebenen kugelförmigen Vakuumzellen sind demnach für Dauerregistrierungen der Ultraviolettstrahlung nicht geeignet. Argonzellen dagegen [s. auch unter (1) S. 327] zeigen weder eine Zerstäubung des Kadmiums noch konnte bis jetzt eine merkliche Inkonstanz nachgewiesen werden. Sie eignen sich daher sehr gut für Dauerregistrierungen, falls die angelegte Spannung konstant bleibt, was sich bei den heutigen technischen Hilfsmitteln ermöglichen läßt. Eine Jahreskurve der ultravioletten Sonnen- und Himmelsstrahlung 1934, die in Greifswald mit einer Argonzelle erhalten, wurde mir von Herrn Prof. Krüger freundlicherweise zugeschickt. Im Vergleich zu einer anderen Kurve, die den Verlauf der Ultraviolettstrahlung 1934 in Greifswald nach einer photochemischen Methode wiedergibt [s. ebenfalls unter (1)], ist zu entnehmen, daß die Konstanz der Zelle zufriedenstellend war. Es sei an dieser Stelle noch bemerkt, daß bei den Zellenmessungen der Ultraviolettstrahlung im Freien in Verbindung mit einem Elektrometer meiner Kenntnis nach bis jetzt noch kein solch starker Niederschlag des Kadmiums beobachtet wurde. Nun werden diese Messungen in rascher Reihenfolge unter Zuhilfenahme von Mattgläsern, Blenden und Filtern ausgeführt, so daß die geschilderte Wirkung dadurch wohl nicht so deutlich zur Geltung kommen kann. Außerdem werden auch diese Messungen seit einiger Zeit ebenfalls mit Argonzellen bewerkstelligt im Hinblick auf die größere Konstanz und Empfindlichkeit dieser Zellen.

3. Registrierungen ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung mit einem Registrierapparat nach Hammer-Pychlau.

Die Registrierungen der ultravioletten Sonnen- und Himmelsstrahlung, die von uns (1) früher mit Kugelzellen und einem Straußschen Mekapion (7) erhalten worden waren, sind inzwischen mit einem neueren Registrierapparat

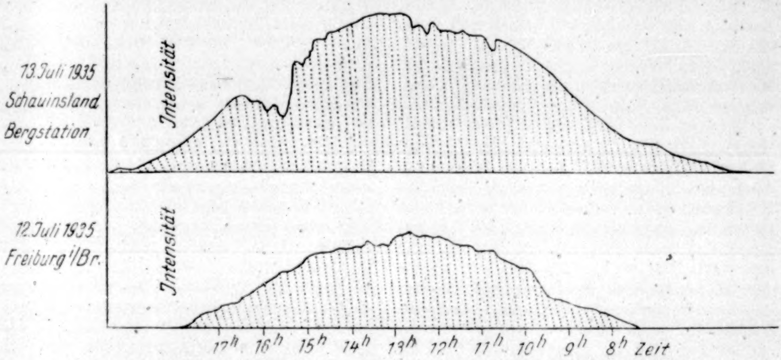

Fig. 1. Registrierungen von Tageskurven ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung in Freiburg i. Br. und auf der Bergstation des Schauinslandes.

nach Hammer-Pychlau fortgeführt worden. Es handelt sich bei diesem Apparat um ein Röntgendosimeter nach Prof. Hammer, das von H. Pychlau für die Registrierung der Ultraviolettstrahlung umgearbeitet worden ist und noch zu anderen Zwecken dienen kann. Die Beschreibung und Handhabung des Apparates wird demnächst von H. Pychlau in der Zeitschrift für Technische Physik erscheinen. Der Vorteil dieser Apparatur besteht außer einer leichten Handhabung in einer guten Zuverlässigkeit ihrer Arbeitsweise. Die damit erhaltenen Tageskurven sind breit ausgezogen, so daß auch kleinere Veränderungen des Gewölkes darauf deutlich ersichtlich sind. Der Gesamttageswert ist außerdem mit dem Apparat erhältlich. Auf Fig. 1 sind zwei der erwähnten Tageskurven ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung wiedergegeben. Eine der beiden Tageskurven ist in Freiburg i. Br. (etwa 280 m hoch) am 12. Juli 1935, die andere auf der Bergstation des Schauinslandes (etwa 1200 m hoch) am 13. Juli 1935 erhalten worden. Auf der Abszisse ist die Zeit, auf der Ordinate die Intensität aufgetragen. Die Einbuchtungen geben je nachdem vorüberziehende Wolken oder leichten Dunst an. Die Kurven sind an schönen, klaren Tagen erhalten worden; in Freiburg war die Strahlung in ihrem Verlauf noch gleichmäßiger, der Tag noch klarer gewesen als auf dem Schauinsland. Deutlich ist zu ersehen, daß die Werte auf dem Schauinsland wesentlich höher liegen als in der Stadt. Da bis jetzt alle Kurven, von denen eine ganze Reihe vorliegen, nur mit einem Registrierapparat aufgenommen wurden, so konnten sie nie am selben Tage verglichen werden, doch geben Messungen zu verschiedenen Jahreszeiten bei dicht hintereinander folgenden Tagen die Unterschiede zwischen Berg und Tal gut wieder; ebenso ließ sich ein Bild gewinnen über den Verlauf der Ultraviolettstrahlung mit der Jahreszeit auf dem Berge wie in der Stadt. Über diese Messungen soll im Zusammenhang anderer klimatischer Daten an anderer Stelle berichtet werden.

4. Zusammenfassung und Schluß.

In vorliegendem Beitrag wurde dargelegt, daß Kadmium in Vakuumkugelzellen, bei bestimmter spektraler Empfindlichkeit dieser Zellen, unter Einwirkung der Sonnenstrahlung zerstäubt, was nicht allein einer Wärmewirkung, sondern vielmehr einer Strahlenwirkung zugeschrieben werden muß. Vakuumzellen, deren Empfindlichkeitskurve so weit nach kurzen Wellenlängen hin verschoben ist, daß sie kaum mehr in das Wellenlängengebiet der Sonne reicht, zeigen diese Erscheinung nur in sehr geringem Maße oder überhaupt nicht. Es wurde weiter erörtert, daß die Inkonstanz der Vakuumzellen zum Teil mit der Tatsache der Zerstäubung des Kadmiums in Zusammenhang steht[1]). — Argonzellen zeigen diese Erscheinung nicht.

Im weiteren Verlauf der Mitteilung wurden ferner Ergebnisse von Registrierungen ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung zweier Tageskurven mit einer Kadmiumkugelzelle und einem Registrierapparat nach Hammer-Pychlau in Fig. 1 gezeigt.

Untersuchungen, die weiterhin einen Einblick in die geschilderten Beobachtungen gewähren

1) Möglicherweise können diese Ergebnisse einen Beitrag zu den Untersuchungen Q. Majoranas und A. Etzrodts liefern (Q. Majorana, Physik. Zeitschrift **33**, 947, 1932; **34**, 340, 1933; **35**, 740, 1934; A. Etzrodt, Physik. Zeitschr. **34**, 338, 1933; **36**, 433, 1935).

könnten, sind beabsichtigt. Leider fehlt es an Mitteln, um genügend Zellen herstellen lassen zu können. Untersuchungen an Kalium- und Natriumvakuumzellen in der erwähnten Kugelform fehlen noch gänzlich.

Herrn Geheimrat Mie, Direktor des Physikalischen Instituts, sowie seinem Vertreter Herrn Prof. Kast, möchte ich nicht versäumen für die Bewilligung einer Arbeitsmöglichkeit im Physikalischen Institut meinen besten Dank auszusprechen, ebenso Herrn Dr. Klumb für seine freundliche Bereitwilligkeit der Mitbenutzung eines Quarzdoppelmonochromators, den er von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt bekommen hatte.

Literaturverzeichnis.

1) M. Bender u. F. Krüger, Physik. Zeitschr. **35**, 321, 1934.
2) C. Dorno, Meteorol. Zeitschr. **38**, 1, 1921; **39**, 303, 1922; **43**, 339, 1926; **44**, 385, 1927. Siehe auch K. Büttner, Strahlenther. **41**, 205, 1931; Meteorol. Zeitschr. **48**, 161, 1931.
3) Bernhard Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen, in: Handb. d. Phys. (Geiger-Scheel), Bd. 13 S. 103.
4) P. Lenard u. A. Becker, Lichtelektrische Wirkung, in: Handb. d. Phys. (Wien-Harms), Bd. 23, Teil 2, S. 1104.
5) R. Fleischer u. H. Teichmann, Die lichtelektrische Zelle, Verlag Steinkopff, Dresden und Leipzig, 1932.
6) W. Kühl, Meßgeräte der Sonnen- und Himmelsstrahlung, in: Handb. d. meteorol. Instrumente und ihrer Auswertung, herausgegeben von Prof. Dr. E. Kleinschmidt, Verlag Julius Springer, Berlin, 1935.
7) S. Strauss, Strahlenther. **28**, 205, 1928; in: H. Meyer, Lichtbiologie und Lichttherapie, Berlin und Wien, 1928; Der Röntgendosismesser Mekapion mit seinen Hilfsgeräten, Wien 1930, Pointengasse 5.

Freiburg i. Br., 4. Dezember 1935.

(Eingegangen 11. Dezember 1935.)

Bemerkung zu der Arbeit von Schütz, Schillbach und Krämer über die Intensitätsverteilung der Neonlinien[1]).

Von Ernst Lau.

Der auffallende Gegensatz in den Messungen der natürlichen Linienbreite in den Arbeiten von Schütz, Schillbach und Krämer einerseits und denen von Lau[2]), Reichenheim und Johannesson andererseits ist durch die rechnerische Bearbeitung des Herrn Schütz noch vertieft worden. Eine nochmalige Nachmessung mit unseren Methoden halte ich für zwecklos, da die in Frage kommenden Breitenunterschiede so groß sind, daß sie bei den Linien und den Kurven mit dem bloßen Auge unmittelbar zu erkennen sind. Eine andere Größenordnung des Unterschiedes halte ich daher für ausgeschlossen. Die genannte Arbeit ist nun insofern nicht als Widerlegung unserer Messungen anzusehen, als lediglich 3 Linien behandelt werden: als breite Linie 5852 ÅE, als enge Linie 5945 und 6096 ÅE. Wir haben unsere Messungen auf im ganzen 11 Linien gestützt, wovon 7 die kleine Breite und 4 die große hatten. Unter den letzteren befindet sich auch 5852 ÅE. Diese Linie haben wir als Sonderfall hervorgehoben, weil bei ihr unsere Werte auffallende Schwankungen zeigen; wir haben auch zum Ausdruck gebracht, daß bei dieser Linie die über den Dopplereffekt hinausgehende Verbreiterung kaum als Dispersionsüberlagerung gedeutet werden kann. Zur Klärung empfehlen wir die Untersuchung der übrigen von uns behandelten Linien, die, wie wir schon öfter hervorgehoben haben, auch in der Absorption dieselben mit bloßem Auge sichtbaren Breitenunterschiede zeigen.

Die Autoren nehmen zur Klärung der Diskrepanz eine Abhängigkeit der Breite von den Erregungsbedingungen an. Wenn man dem zustimmt, ist nicht einzusehen, warum die von ihnen gemessenen Werte gerade natürliche Breite sein sollen, während unsere durch den Starkeffekt beeinflußt sein sollen. Es müßte erst nachgewiesen werden, bei welcher Breite der Starkeffekt aufhört.

Berlin-Charlottenburg.

(Eingegangen 8. Oktober 1935.)

Bemerkung zu der vorstehenden Bemerkung von Herrn E. Lau.

Von Wilhelm Schütz.

1. Die Bemerkung von Herrn Lau bringt weder neues Tatsachenmaterial noch irgendeinen neuen Gesichtspunkt, der meine jetzigen[1]) und früheren[2]) Ergebnisse über die natürliche Breite der Neonlinien irgendwie in Zweifel ziehen könnte.

2. Zweck unserer letzten Arbeit[1]) war nicht die Widerlegung der Messungen von Herrn Lau, sondern die Prüfung, ob unter seinen Versuchsbedingungen die Linien durch die Erregungsbedingungen beeinflußt werden. Daß dies der Fall ist, ist keine Annahme, wie Herr Lau weiter unten behauptet, sondern wird durch unsere Versuchsergebnisse klar und eindeutig bewiesen. Allein auf Grund dieses experimentellen

1) Physik. Zeitschr. **36**, 403, 1935.
2) Physik. Zeitschr. **35**, 457, 1934. Hier weitere Literaturangaben.

1) W. Schütz, Phys. Zeitschr. **36**, 403, 1935.
2) W. Schütz, Ann. d. Phys. **18**, 705, 1933.

Tatbetansds wende ich mich entschieden gegen die Schlüsse auf die natürliche Linienbreite, die Herr Lau aus seinen Meßergebnissen gezogen hat. Die drei neuerdings von uns eingehend untersuchten Linien zeigen, daß bei Verwendung weiter Kapillaren und geringer Stromdichte die aus den Beobachtungen berechneten natürlichen Linienbreiten ebenso groß sind wie die der 6 von uns früher unter ganz andern Bedingungen untersuchten Linien, wovon 3 die große und 3 die kleine Breite ergaben. — Ich kann weiter mitteilen, daß die Arbeit inzwischen, wie damals angekündigt, von Herrn Krämer fortgeführt worden ist. Auch die übrigen Linien zeigen die Abhängigkeit von den Erregungsbedingungen, und bei Verwendung enger Kapillaren und großer Stromdichte sind die Linien ungefähr ebenso breit wie die von Herrn Lau beobachteten.

3. Der von Herrn Lau gebrauchte Ausdruck, daß die Breite der Linie 5852 Å Schwankungen zeige, ist mißverständlich. Herr Lau hat in seiner ersten Versuchsanordnung eine wesentlich größere Breite der Linie gefunden als in der zweiten Anordnung. Aber auch die übrigen s_2-Linien sind in der zweiten Anordnung schmaler gemessen worden. Das ist der Tatbestand, der im Sinn unserer Versuchsergebnisse liegt.

4. Wenn Herr Lau weiter behauptet, es müsse erst nachgewiesen werden, bei welcher Linienbreite der Stark-Effekt aufhört, so übersieht er damit, daß ich in ausgedehnten Vorversuchen zu meiner ersten Arbeit[1]) festgestellt habe, daß die in der endgültigen Versuchsanordnung erzielten Ergebnisse nicht mehr erkennbar von den Erregungsbedingungen abhingen. Wenn Herr Lau anderer Meinung ist, so wäre es im Interesse der Sache gelegen, diese Meinung durch Versuche zu begründen. Es ist aber zu fordern, daß die Versuchsbedingungen bezüglich des Einflusses der Erregungsbedingungen auf die Ergebnisse nicht ungünstiger als die meinigen sind. Daß die Versuche von Herrn Lau dieser Bedingung nicht entsprechen, wurde unter 2) noch einmal kurz begründet.

1) W. Schütz, Ann. d. Phys. **18**, 705, 1933.

München, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 18. Dezember 1935.)

BESPRECHUNGEN.

R. Gans und B. Mrowka, Beitrag zur Störungstheorie in der Wellenmechanik. Gr.-8°. 30 S. Halle a S., 1935. M. Niemeyer. RM. 2.80

In diesem Heft (12. Jahrgang, Nr. 1) der Schriften der Königsberger Gelehrten Gesellschaft, Naturwissenschaftliche Klasse, entwickeln die Autoren eine Methode zur Behandlung der nichtentarteten Störungsprobleme, die zu der bekannten Slater-Kirkwoodschen (Phys. Rev. **37**, 682, 1931) in sehr naher Beziehung steht. Ausgehend von dem Ansatz $\Psi = \Psi_0 e^{\varphi}$ (Ψ, Ψ_0 gestörte, bzw. ungestörte EF.) erhalten sie exakt für φ eine inhomogene Gleichung, welche den Vorteil hat, φ nur mit seinen Ableitungen zu enthalten

$$\Delta\varphi + 2(\operatorname{grad} \ln \Psi_0, \operatorname{grad} \varphi) + \operatorname{grad}^2 \varphi = k^2 (v - \varepsilon)$$

($k = 8\pi^2 m/h^2$; v, Störung der potentiellen Energie; ε Störung der totalen Energie). Aus der Kenntnis von φ in erster Ordnung, wird ε expliziert bis zur dritten Ordnung gewonnen. Für die Anwendungen verwenden die Autoren obige Gleichung nur in vereinfachter Form (erste Ordnung in φ), was gerade dem Slaterschen Ansatz $\Psi = \Psi_0(1 + \varphi)$ entspricht. Als ungestörte EF. werden bekannte Näherungen benutzt.

Der große Vorteil der Methode liegt darin, daß man nicht mehr, wie bei Schrödinger, die Kenntnis aller Energien und EF., einschließlich der des Kontinuums braucht. Es werden folgende Anwendungen behandelt: Energie und Ionisierungsspannung des Heliums sowie *He*-ähnlicher Ionen, wobei die Hilleraasschen Resultate bis auf 1/4 oder einige Prozente höchst einfach mit Hilfe der Frenkelschen approximativen EF. $\Psi_0 = e^{-\alpha(r_1 + r_2)}$ gewonnen sind; Starkeffekt des *H*-Atoms; Polarisierbarkeiten von *He*, H_2^+, H_2; Diamagnetismus, insbesondere von Molekülen, wobei sich die van Vleckschen „quasiparamagnetischen" Glieder in einfacher geschlossener Form ergeben; Dispersion, durch ein- oder zweigliedrige Formeln dargestellt; „Kirkwoodsche Beziehung" zwischen Polarisierbarkeit und magnetischer Suszeptibilität auf Moleküle erweitert.

Die Annäherung an die Beobachtung wird diskutiert, insbesondere falls mehrere ungestörte EF. vorhanden sind. Im Falle von H_2 und für die Berechnung der Polarisation, zeigt sich die Wangsche EF. (Phys. Rev. **31**, 578, 1931) überlegen gegenüber der von Heitler-London. C. Manneback.

A. Haas, Die Umwandlungen der chemischen Elemente. 8°. VIII u. 118 S. Mit 31 Abb. Berlin u. Leipzig 1935. Verlag Walter de Gruyter & Co. RM 4,30, geb. RM 5.—.

Das Buch ist entstanden aus Wiener Universitätsvorlesungen. Es will einem weiteren, nicht nur auf Berufsphysiker beschränkten Leserkreise von den Ergebnissen berichten, die in den letzten Jahren aus Experimenten über die Urbestandteile der Materie gewonnen worden sind.

Der erste Teil ist überschrieben: Die Materialisation des Lichts. Er erzählt von der Entdeckung des Positrons und von der Möglichkeit, Materie zerstrahlen oder aus Licht Materie entstehen zu lassen. Der zweite Vortrag leitet vom natürlichen System der Elemente über zu ihrem Isotopensystem und berichtet von der Entdeckung des schweren Wasserstoffs. Im dritten und vierten Vortrag werden Atomzertrümmerungsexperimente

geschildert. Beide Abschnitte enthalten schöne Wilsonkammeraufnahmen solcher Experimente. Der letzte Vortrag erzählt von der Herstellung künstlicher radioaktiver Elemente.

Der Wert des Buches für den mit den geschilderten Dingen bereits Vertrauten besteht darin, daß es eine gute Zusammenstellung bietet, aus der man entnehmen kann, wo, wann, von wem und aus welchem Gedankengang heraus die Experimente gemacht worden sind, die in den letzten Jahren das Bild von den Urteilchen der Materie und den zwischen ihnen möglichen Urgeschehnissen so vielseitig erweitert haben. Es fehlt, und das liegt im Willen des Verfassers, die Zusammenfassung des durch die neuen Experimente Gewonnenen in der einheitlichen Form, die die moderne Theorie des Kernaufbaues möglich macht.

Ob auch der Leser, „der nur mit den bekanntesten Tatsachen der Physik" vertraut ist, das Buch wirklich in allen Teilen mit vollem Verständnis lesen kann, erscheint dem Referenten zweifelhaft. Dinge von der Schwierigkeit etwa der Diracschen Theorie lassen sich vermutlich in keiner leichtverständlichen Form darstellen, sondern erfordern immer ein genügendes Maß mathematischer und physikalischer Kenntnisse.

B. Kockel.

The National Physical Laboratory. Gr.-8°.

Report for the Year 1932. VI u. 277 S. Mit 49 Fig. London 1933. His Majesty's Stationary Office. 14 s. o d. Net.

Report for the Year 1933. IV u. 264 S. Mit 50 Fig. London 1934. 13 s. o d. Net.

Report for the Year 1934. IV u. 260 S. Mit 59 Fig. London 1935. 13 s. o d. Net.

Über die Organisation der großen englischen Staatsanstalt, ihre Aufgabenstellung und die Art der Berichte ist bereits früher (Physik. Zeitschr. **34**, 96, 1933) gesprochen worden. Zu den früheren Abteilungen ist neu hinzugekommen das Radio Department mit einer Station in Slough bei London und einer Unterstation in Lenchars in Nord-Schottland. Sein Hauptarbeitsgebiet ist die Untersuchung der Jonosphäre.

Von neuen Bauten ist vor allem zu nennen das Akustikgebäude mit seinen weitgehenden Schallisolierungen der einzelnen Versuchsräume gegeneinander und deren originellen Bauweise: keine parallelen Wände und ebenso Boden und Decke nicht parallel. Besonders ausgebaut wurde auch die aerodynamische Abteilung durch Errichtung zweier neuer großer Windkanäle (Freistrahlsystem) für Windgeschwindigkeiten bis 60 m/sec, 2,4 m Durchmesser und je 400 PS, ferner eines Druckluftwindkanals (25 Atm., 27 m/sec). Bei einer Modellverkleinerung auf $^1/_{10}$ des Originals erhält man hier Bedingungen, die einer Geschwindigkeit des Originals von noch 68,5 m/sec entsprechen, wird also frei von unsicheren Extrapolationen auf höhere Reynoldssche Zahlen des Originals. Außerdem wurde noch ein Kanal für hohe Geschwindigkeiten (bis 300 m/sec) annähernd fertiggestellt. Die Abteilung „William-Froude-Laboratory" erhielt einen geschlossenen Wasserumlaufkanal für Propellerprüfung, dessen absoluter Druck bis zu 2 cm *Hg* herabgesetzt werden kann und insbesondere dem Studium der Kavitation dienen soll.

Wirtschaftlich interessant ist die Feststellung, daß die Anforderungen der Industrie an das Institut so außerordentlich gestiegen sind, daß stark gesiebt und mit der Reihenfolge der Untersuchungen nach Dringlichkeit verfahren werden mußte.

Jede der acht Abteilungen berichtet auf je etwa 20 bis 30 Seiten in jedem Band über die wissenschaftlichen Arbeiten des Jahres, wobei sich die Themen vom rein Wissenschaftlichen bis zum rein Technischen erstrecken. Da die Aufgaben stets aktuell gewählt sind, bieten auch die vorliegenden Bände wieder einen ausgezeichneten Überblick über die neuere Entwicklung der experimentierenden Physik im weitesten Sinne.

L. Schiller.

H. Saechtling, Hochpolymere organische Naturstoffe. Der Feinbau pflanzlicher und tierischer Gerüstsubstanzen und des Kautschuks. Sammlung Vieweg, Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik. Heft 111. 8°. VI und 123 S. Mit 26 Abb. und 5 Tabellen. Braunschweig 1935. Friedr. Vieweg & Sohn. Geheftet RM 8.—.

Der Verfasser dieses Buches hat es verstanden, den Stand der Forschung auf dem Gebiete der hochpolymeren Stoffe in knapper Form darzustellen. Auch der diesem Gebiete Fernerstehende erhält einen ausgezeichneten Überblick über das interessante wie wichtige Gebiet. Insbesonderes ist erfolgreich versucht worden, Zusammenhänge herauszuarbeiten und zu zeigen, inwieweit der Aufbau der verschiedenen Arten der Naturstoffe nach den gleichen Gesetzmäßigkeiten erfolgt. Das Buch kann auch dem Physiker bestens empfohlen werden. Ein mit großer Sorgfalt zusammengestelltes Literaturverzeichnis gibt die Möglichkeit zur weiteren Vertiefung.

H. Carlsohn.

NACHRICHTEN.

Ernannt: der Dozent für Geophysik an der Universität Greifswald Dr. Teodor Schlomka zum planmäßigen a.o. Professor der theoretischen Physik an der Technischen Hochschule Hannover, der a.o. Professor an der Universität Gießen Dr. Harald Geppert zum ord. Professor der Mathematik ebenda, der Assistent an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Werner Gründer zum Dozenten für die Aufbereitung organischer und anorganischer Stoffe daselbst, der Privatdozent der Chemie an der Universität Hamburg Dr. Henry Albers zum Oberassistenten an der Technischen Hochschule Hannover, der a.o. Professor an der Universität Rostock Dr. Pascal Jordan zum ord. Professor der theoretischen Physik ebenda.

In den Ruhestand: der ord. Professor für Chemie und chemische Technologie an der Universität Göttingen Dr. Arthur Kötz, der ord. Professor für Verbrennungsmotoren an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Wilhelm Maier, der a.o. Professor für Photochemie und wissenschaftliche Photographie an der Universität Leipzig Dr. Fritz Weigert.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Leipzig. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. III. Vj. 1935: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.